

11. 弾性反撲モデルに基く地震の物理的基礎

地震研究所 大 中 康 譲

(昭和 50 年 6 月 9 日受理)

目 次

§1.はじめに	187
§2.モデルの物理的基礎	187
§3.弾性歪解放エネルギー	191
§4.地震波動エネルギー	193
§5.断層面すべり速度及び加速度	197
§6.地震モーメント	199
§7.結び	205
謝辞	206
文献	206

§1. はじめに

地震は、地殻岩石中に何らかの原因で除々にたまつた歪応力が岩石強度を越えたときに破壊が起り、破壊面（断層面）周辺の媒質の弾性的はねかえりによって断層面に剪断型のくいちがいが生ずる現象と考えられる（弾性反撲説）。実際、地震前後の地殻変動などの測地学的データは、弾性反撲モデルによりよく説明されることが REID (1911) 以来今日まで多くの研究者 [KASAHARA (1958); WALSH (1969); MOGI (1970); FITCH and SCHOLZ (1971); SCHOLZ (1972)] により示されている。

本稿は、REID によって提唱された弾性反撲説を発展させることにより、測地学的データだけでなく、地震学的データをも定量的かつ統一的に見透しよく説明できることを示すのが目的である。

複雑な自然現象を定量的に記述しようとすれば、何らかの簡単化、理想化をしなければならない。このためには、複雑な現象から本質と枝葉末節とを区別し、本質のみを抽出することによって近似的モデルを考え、このモデルに基いて定量化する必要がある。理論は簡明を尊ぶとすれば、良いモデルとは、できるだけ単純であって、しかもそれでいて現象の本質をよく把握し、多くのことを定量的、統一的に説明できるようなモデルであると考えられる。ここに発表するモデルは、地震現象のすべてを説明できる保証はないが、地震の本性に関する限りは、多くのことを統一的に説明できると考えられるものである。

§2. モデルの物理的基礎

弾性反撲モデルによって地震学的データを定量的に説明するためには、弾性的はねかえ

りの効果に加えて、断層面上の摩擦及びくいちがいが有限速度で伝播するという効果を考慮することが本質的に重要である。Fig. 1a)に模式的に示してあるように、長さ L 、幅 W の矩形の断層を考え、くいちがいが断層の長さの一端から他端に平均速度 v で伝播すると仮定する。くいちがいの先端がある地点に到達すると、そこでは断層面に破壊を生じ、弾性的なねかえりによって、周辺媒質に貯えられていた弾性歪エネルギーが解放される。このはねかえりの強さは、断層周辺媒質の stiffness によって規定される。それ故、stiffness は弾性反撃モデルを定量化する上で基本的に重要な因子である。はねかえりが起ることにより、断層面を境にして剪断型のくいちがいが生ずるが、このとき断層面には摩擦が働くから、一般に歪による剪断応力は完全には解放されず、Fig. 1b) の一点鎖線で示すような変形分に対応する残留応力が残ることになる。

今、地震の震源時間関数の立上り時間 (rise time) を T とすると、断層面上でくいちがいが D だけ起る間に、このくいちがいによって生じた擾乱は断層面垂直方向に対して横波速度 β で伝播するから、結局、時間 T の間に擾乱は距離

$$d = \beta T \quad (1)$$

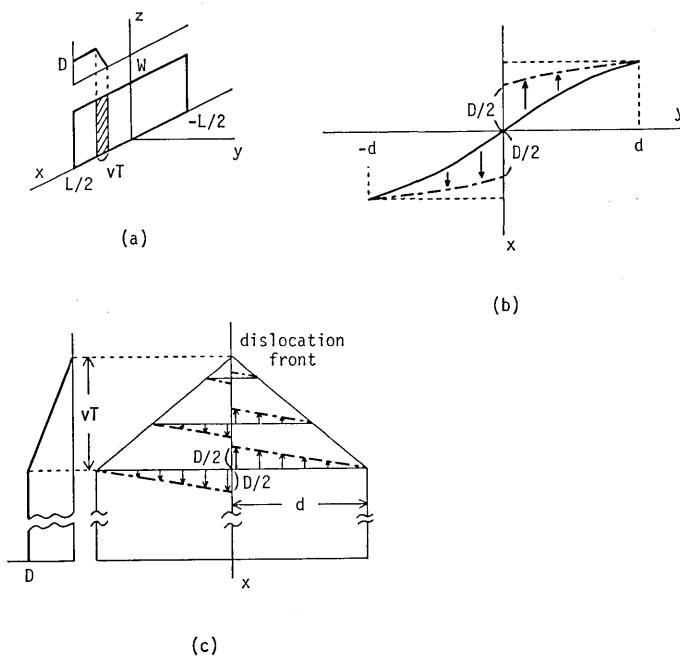


Fig. 1. The elastic rebound model explaining seismological data.

- (a) An assumed rectangular fault model.
- (b) Seismic deformation due to elastic rebound.
The heavy solid line gives deformation of a line initially normal to the fault plane during a period of strain accumulation. The heavy broken lines show seismic deformation due to elastic rebound. The arrows indicate the elastic rebound motion.
- (c) Map view showing seismic deformation near the dislocation front.

まで及ぶことになる。又は逆に、断層面から距離 d の範囲までの弾性歪エネルギーが地震波動エネルギーの放出に関係するといい換えられる。この距離 d は断層面垂直方向に対して、解放される弾性歪エネルギーの波動エネルギーに関する範囲の限界を示すという物理的意味を持つから、臨界距離 (critical distance) と名づける。剪断歪

$$4\gamma = (D/2)/d \quad (2)$$

は地震源で生じた歪の平均的な変化量を与える。Table 1 に幾つかの地震について 4γ の値を示したが、およそ 10^{-4} の程度であることが知れる。

上に定義した臨界距離という概念は、弾性反撗モデルを定量化する上で重要である。この臨界距離 d を用いれば、断層モデルに対する、地震波動エネルギーの放出に関係する空間的な拡がりとしての体積 (地震体積) V は

$$V = L W (2d) \quad (3)$$

で与えられる。又、くいちがい運動の際の慣性質量 m を次のように見積ることができる。時間 T の間に、断層の長さ方向にはくいちがいは vT だけ進むから、 ρ を媒質の密度とすると [Fig. 1c 参照]

$$m = \frac{1}{2} \rho W d(vT). \quad (4)$$

同様にして、弾性反撗説にとって基本的に重要な、弾性的はねかえりの強さを規定する因子である stiffness k は

$$k = (8K/\pi)\mu v T \quad (5)$$

によって与えられる [OHNAKA (1973)]。ここに、 μ は剛性率、 K は定数でくいちがいが longitudinal shear のとき $1/2$ 、transverse shear のとき $(\lambda + \mu)/(\lambda + 2\mu)$ の値をとる。ただし、 λ 、 μ はラメの定数。

震源時間関数の立上り時間は

$$T \sim W/\beta$$

の程度である。BRUNE (1973) は、foam rubber に切れ目を入れて stick-slip による地震のモデル実験をおこない、 T と W/β の関係を調べたが、その結果

$$T \gtrsim W/\beta$$

の関係を得た。他方、近年実際の地震の立上り時間がいくつかの地震について見積られるようになったが、それらの多くは

$$T \lesssim W/\beta$$

の関係を与える [Table 1]。BRUNE のモデル実験の結果と実際の地震から得られる結果との相違は、モデル実験の断層に比較して、現実の地震断層が複雑であることに原因があるようと思われる。例えば、実際の地震断層の場合、fault plane irregularities が断層運動を規制し、運動を途中で停止させることがあり得ると KANAMORI (1972b) は指摘して

Table 1. Estimates of $\Delta\gamma$, c and \dot{U}_{init} .

No.	Earthquake Date, Mag.	L (km)	W (km)	D (m)	$\Delta\tau$ (bars)	T (sec)	$\langle \dot{D} \rangle$ (m/sec)	$\Delta\gamma$	W/β (sec)	c	$G(p, c)$	\dot{U}_{init} (gal)
1	San Fernando 1971, 6.6	19 ¹⁾	14 ¹⁾	1.4 ¹⁾	~50 ¹⁾	0.8 ¹⁾	1.70	2.5×10 ⁻⁴	4	0.69	0.11-0.08	450-580
2	Parkfield 1966, 5.8	{ 37 ²⁾ 20 ⁴⁾	3 ²⁾ 6 ⁴⁾	0.6 ²⁾ 1.2 ⁴⁾	76	0.6 ³⁾	1.00	1.4×10 ⁻⁴	0.9	1.77	0.33-0.24	790-1090
3	Niigata 1964, 7.5	80-100 ^{5), 6)}	20 ^{5), 6)}	4 ⁶⁾	126 ⁶⁾	3 ⁵⁾	1.33	2.5×10 ⁻⁴	1.7	1.04	0.19-0.14	710-950
4	Tottori 1963, 7.4	33 ⁷⁾	13 ⁷⁾	2.5 ⁷⁾	83 ⁷⁾	3 ⁷⁾	0.83 ⁷⁾	1.2×10 ⁻⁴	3.7	2.06	0.38-0.28	150-210
5	Nishi-Saitama 1961, 7.0	20 ⁸⁾	10 ⁸⁾	1 ⁸⁾	43 ⁸⁾	2 ⁸⁾	0.50 ⁸⁾	0.71×10 ⁻⁴	2.9	1.77	0.33-0.24	120-160
6	Fukui 1968, 7.3	30 ⁹⁾	13 ⁹⁾	2.5 ⁹⁾	83 ⁹⁾	2.5 ⁹⁾	1.00 ⁹⁾	1.4×10 ⁻⁴	3.7	1.71	0.32-0.23	180-250
7	Echizen-misaki-oki 1963, 6.9	20 ¹⁰⁾	8 ¹⁰⁾	0.6 ¹⁰⁾	32 ¹⁰⁾	2 ¹⁰⁾	0.3 ¹⁰⁾	0.43×10 ⁻⁴	2.3	2.20	0.40-0.29	90-120
8	Saitama-chubu 1968, 6.1	6 ¹¹⁾	10 ¹¹⁾	0.92 ¹¹⁾	100 ¹¹⁾	1 ¹¹⁾	0.92 ¹¹⁾	1.0×10 ⁻⁴	2.2	1.43	0.27-0.19	350-480
9	Sanriku 1963, 8.3	185 ¹²⁾	100 ¹²⁾	3.3 ¹²⁾	39 ¹²⁾	10 ¹²⁾	0.33	0.36×10 ⁻⁴	21.7	1.55	~0.21	~19
10	Kamchatka 1962, 8.25	700 ¹³⁾	60 ¹⁴⁾	5 ¹⁵⁾	74	30 ¹⁴⁾	0.17	0.18×10 ⁻⁴	13.0	5.82	~0.62	~15

It is assumed that $p=2\sim 3$.

The values of β and μ were taken from an original paper from which data on source parameters for each earthquake were cited: when the values of β and μ were not given in the original paper, appropriate values were assumed for β and μ .

- ¹⁾ MIKUMO (1973a), ²⁾ AKI (1968), ³⁾ KAWASAKI (1975), ⁴⁾ TRIFUNAC and ÜNDWADIA (1974), ⁵⁾ HIRASAWA (1965), ⁶⁾ AKI (1966), ⁷⁾ KANAMORI (1972b), ⁸⁾ ABE (1974), ⁹⁾ KANAMORI (1973), ¹⁰⁾ 阿部 (1973a), ¹¹⁾ 阿部 (1973b), ¹²⁾ KANAMORI (1971a), ¹³⁾ BEN-MENAHEM and TOKSÖZ (1963), ¹⁴⁾ HASKELL (1964), ¹⁵⁾ BARTH and BENIOFF (1958).

いる。又、断層面上の粗さがある限界以上である場合には、粗さによる同様な効果も考えられる。このような効果は当然 T に影響を及ぼすから、実際の地震の場合 $T \lesssim W/\beta$ のような関係が得られても不思議ではない。このように、断層が動きだした後、この運動が断層面上の摩擦によって停止する以前に、なんらかの原因で途中で停止させられるような場合を考慮して、弾性反撲モデルに基き、 T を

$$T = c \left(\frac{\pi}{16K} \right) \frac{W}{\beta} \quad (6)$$

のように表現する [OHNAKA (1974)]。ここに c は、例えば上述した fault plane irregularities のような、断層運動を途中で停止させる因子に依存するパラメタである。 T が見積られている地震について c を求めると、例外はあるがおよそ $c=1 \sim 2$ となる [Table 1]。（カムチャッカ地震は例外的に大きな c 値を持つが、この地震の $T=30$ sec は過大評価の気味がある）。

今、 d , $A\gamma$, V , m , k などがどの程度の大きさかを見積るために、

$$T \approx \left(\frac{\pi}{16K} \right) \frac{W}{\beta}$$

として、これを (1) から (5) の各式に代入すると、それぞれ次のような関係式を得る。

$$d \approx \left(\frac{\pi}{16K} \right) W \quad (7)$$

$$A\gamma \approx \left(\frac{8K}{\pi} \right) \frac{D}{W} \quad (8)$$

$$V \approx \left(\frac{\pi}{8K} \right) L W^2 \quad (9)$$

$$m \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{16K} \right)^2 \left(\frac{v}{\beta} \right) \rho W^3 \quad (10)$$

$$k \approx \frac{1}{2} \left(\frac{v}{\beta} \right) \mu W \quad (11)$$

上の各式から、臨界距離、地震源での平均的歪変化量、地震体積、慣性質量、stiffness の諸量を見積ることができる。(8) 式によれば、 D/W は地震源での歪変化量程度 ($\sim 10^{-4}$) の大きさになるはずである。事実、笠原 (1975) は、多くの地震で $D/W \lesssim 10^{-4}$ の関係が成立すると述べている。

§ 3. 弾性歪解放エネルギー

地震は地球内部に貯えられた弾性歪エネルギーを解放させる現象であると考えられるが、弾性歪エネルギーの解放分 E は地震波動エネルギーや断層面上の摩擦熱として散逸する、いわゆる散逸エネルギーなどに分配される。このように、歪解放エネルギー E は地震学にとって基本的に重要な量の一つであるから、弾性反撲モデルに基いて検討を加え

る。

地震前後の断層面上の剪断歪応力をそれぞれ τ_1, τ_2 とし、 τ_1, τ_2 に対応する剪断歪を γ_1, γ_2 とすると、フックの法則によって、

$$\tau_1 = \mu \gamma_1$$

$$\tau_2 = \mu \gamma_2$$

である。地震前後の応力降下量 $\Delta\tau$ 、歪変化量 $\Delta\gamma$ はそれぞれ

$$\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2$$

$$\Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma_2$$

で与えられる。二次元くいちがい断層モデルによれば、弾性歪解放エネルギーは次式で与えられる [MARUYAMA (1966)]:

$$E = \left(\frac{4K}{\pi} \right) \mu L D^2 \cdot \frac{1+\chi}{1-\chi} \quad (12)$$

ただし

$$\chi = \frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}.$$

(12) 式は次のようにも書き換えられる:

$$E = \frac{1}{2} (\tau_1 + \tau_2) L W D \quad (12')$$

(8), (9) 及び (12) 式から D, L, W を消去すれば、

$$E = \frac{1}{2} \mu \Delta\tau^2 V \cdot \frac{1+\chi}{1-\chi} \quad (13)$$

または

$$E = \frac{1}{2} \mu \gamma_1^2 V (1-\chi^2) \quad (14)$$

を得る。地震前の歪が地震（弾性的なねかえり）によって完全に解放される場合には、 $\gamma_2=0$ であるから、(14) 式は

$$E = \frac{1}{2} \mu \gamma_1^2 V \quad (15)$$

となる。(15) 式は地震体積の概念とともに TSUBOI (1956) によって与えられた式と同一であって、地震体積内の歪応力が地震によって完全に解放された場合の弾性歪エネルギーを与える。しかし、一般には、地震によって歪応力は常に完全に解放されると考えにくいので、歪解放エネルギーは (13) 又は (14) 式のように表現するのが一般的である。

特に、地震効率の計算の際に歪解放エネルギーの表現式として (15) 式を用いることは、一般性を欠くことになるので注意する必要がある。なぜなら、(15) 式を用いることは $\tau_2=0$

(すなわち, $\gamma_2=0$) を前提とすることになるが, しかし地震効率は χ の値に大きく依存し得るからである。

§4. 地震波動エネルギー

弾性反撥説では, 断層運動は断層周辺媒質の弾性反撥力に基づくが, その弾性反撥力の強さは stiffness k により規定される。くいちがい(すべり)運動の際には(4)式で与えられるような慣性が働くから, 断層運動は基本的には運動方程式

$$m\ddot{x} = -kx + F(\dot{x}) \quad (16)$$

で表現されよう。ここに, $F(\dot{x})$ は断層面上の摩擦特性を表わす。 $F(\dot{x})$ を具体的に与え,(16)式を適当な初期条件下で解けば, 断層面すべり運動の時間関数を次のように得る[OHNAKA(1973)]:

$$D(t) = D_0 G_i(t) \quad (17)$$

ただし, 1) $0 \leq p < 1$ のとき, $i=1$; 2) $p=1$ のとき, $i=2$; 3) $p > 1$ のとき, $i=3$;

$$\left. \begin{aligned} G_1(t) &= \begin{cases} 1 - e^{-\delta t} [\cos \varepsilon t + (\delta/\varepsilon) \sin \varepsilon t] & (0 \leq t \leq \pi/\varepsilon), \\ 1 + e^{-\pi \delta/\varepsilon} & (\pi/\varepsilon < t), \end{cases} \\ G_2(t) &= 1 - e^{-\delta t} (1 + \delta t) & (0 \leq t), \\ G_3(t) &= 1 - e^{-\delta t} [\cosh \zeta t + (\delta/\zeta) \sinh \zeta t] & (0 \leq t), \\ \delta &= p\sqrt{k/m}, \quad \varepsilon = \sqrt{(1-p^2)k/m}, \quad \zeta = \sqrt{(p^2-1)k/m}, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

ここに p は粘性摩擦を表わすパラメタである。上に得られた $D(t)$ を用い, HASKELL(1964)にならって, 地震波動エネルギー E_s を計算すると次のような見かけ上簡単な表現式を得る[OHNAKA(準備中)]:

$$E_s = (K\Theta/2\pi^2) \cdot \mu WD^2 \quad (19)$$

ただし,

$$\Theta = \Theta(\alpha/v, \beta/v, L/W, c, p).$$

α は縦波の速度を表わす。 Θ の具体的な関数形は繁雑なので省略する。現在準備中の他の論文に載せる予定である。ただし, $p=1$ の特別の場合については OHNAKA(1973)に既に示されている。 Θ はパラメタ $\alpha/v, \beta/v, L/W, c, p$ の関数であるから, 当然それらパラメタの値の変化に応じて変る。しかし, 通常の地震の場合, $\alpha/v, \beta/v, L/W, c, p$ はほとんど一定か又は変数として変化するにしてもその変域は限られるから, Θ はほとんど一定か又は変化するにしても値域に限度があって E_s の order-of-magnitude を変えるほどに大きくは変化しない。例えば, $\alpha/\beta = \sqrt{3}$, $\beta/v = 1.29$, $c = 1$, $L/W \geq 1.4$, $0 \leq p \leq 3$ を仮定すると, longitudinal shear の場合 $\Theta = 13 \sim 16$, transverse shear の場合 $\Theta = 7.8 \sim 9.3$ である。したがって, (19)式は, E_s の order-of-magnitude は実質的に μWD^2 によって決まることを示す。

Table 2. Earthquake source data.

No.	Date	Location	M	M_o (dyn·cm)	L (km)	W (km)	D (m)	μ (dyn/cm ²)	μWD^2 (erg)	References
1	1964, Mar. 28	Alaska	8.5	7.5×10^{29}	500	300	7	7×10^{11}	1.0×10^{25}	KANAMORI (1970b)
2	1933, Mar. 3	Sanriku, Japan	8.3	4.3×10^{28}	185	100	3.3	7×10^{11}	7.6×10^{23}	KANAMORI (1971a)
3	1960, May 22	Chile	8.3	2.7×10^{30}	800	200	24	7×10^{11}	8.1×10^{24}	KANAMORI and CIPAR (1974)
4	1952, Nov. 4	Kamchatka	8.25	1.5×10^{29}	700	60	5	7×10^{11}	1.1×10^{24}	{BEN-MENAHEM and TOKSOZ (1963), HASKELL (1964) and BATH and BENIOFF (1958)}
5	1963, Oct. 13	Kurile Islands	8.2	7.5×10^{28}	250	150	3	7×10^{11}	9.5×10^{23}	KANAMORI (1970a)
6	1946, Dec. 20	Nankaido, Japan	8.1	1.5×10^{28}	120	80	3.1	5×10^{11}	3.8×10^{23}	KANAMORI (1972a)
7	1944, Dec. 7	Tonankai, Japan	8.0	1.5×10^{28}	120	80	3.1	5×10^{11}	3.8×10^{23}	KANAMORI (1972a)
8	1923, Sep. 1	Kanto, Japan	7.9	7.6×10^{27}	130	70	2.1	4×10^{11}	1.2×10^{23}	KANAMORI (1971b)
9	1965, Feb. 4	Rat Island	7.9	1.2×10^{29}	450	150	2.6	7×10^{11}	7.1×10^{23}	WU and KANAMORI (1970)*
10	1968, May 16	Tokachi-oki, Japan	7.9	2.8×10^{28}	150	100	4.1	4.5×10^{11}	7.6×10^{23}	KANAMORI (1971c)
11	1970, May 31	Peru	7.6	1.0×10^{28}	130	70	1.6	7×10^{11}	1.3×10^{23}	ABE (1972c)
12	1964, June 16	Niigata, Japan	7.5	3×10^{27}	100	20	4	3.7×10^{11}	1.2×10^{23}	AKI (1966)
13	1965, Mar. 30	Rat Island	7.5	3.4×10^{27}	80	50	1.2	7×10^{11}	8.1×10^{22}	ABE (1972b)
14	1966, Oct. 17	Peru	7.5	2.0×10^{28}	140	80	2.6	7×10^{11}	3.8×10^{23}	ABE (1972c)
15	1943, Sep. 10	Tottori, Japan	7.4	3.6×10^{26}	33	13	2.5	3.4×10^{11}	2.8×10^{22}	KANAMORI (1972b)
16	1964, May 26	South Sandwich Islands	7.4	6.2×10^{27}	80	31	3.5	7×10^{11}	2.7×10^{23}	ABE (1972a)
17	1948, June 28	Fukui, Japan	7.3	3.3×10^{26}	30	13	2.5	3.4×10^{11}	2.8×10^{22}	KANAMORI (1973)
18	1931, Sep. 21	Nishi-Sairama, Japan	7.0	6.8×10^{25}	20	10	1	3.4×10^{11}	3.4×10^{21}	ABE (1974)
19	1963, Mar. 27	Echizen-nisaki, Japan	6.9	3.3×10^{25}	20	8	0.6	3.4×10^{11}	9.8×10^{20}	阿部 (1973a)
20	1971, Sep. 5	Off Sakhalin	7.1	9.5×10^{26}	70	25	1.5	3.7×10^{11}	2.1×10^{22}	FUKAO and FURUMOTO (1975)
21	1940, Aug. 1	Shakotan-oki, Japan	7.0	4.2×10^{27}	170	50	1.1	4.5×10^{11}	2.7×10^{22}	FUKAO and FURUMOTO (1975)
22	1964, May 7	Oga-oki, Japan	6.9	4.3×10^{26}	50	20	1.2	3.7×10^{11}	1.1×10^{22}	FUKAO and FURUMOTO (1975)

* Data from Table 3 in the paper of ABE (1972c).

(to be continued)

Table 2. Earthquake source data (continued).

No.	Date	Location	M	M_o (dyn·cm)	L (km)	W (km)	D (m)	μ (dyn/cm ²)	μWD^2 (erg)	References
23	1964, Oct. 18	Banda Sea	6.9	5.8×10^{26}	40	8	1.5	1.2×10^{12}	2.2×10^{22}	FUKAO (1970)
24	1964, Jan. 20	Melanesia	6.8	3.0×10^{26}	29	17	0.87	6.5×10^{11}	8.4×10^{21}	MIKUMO (1971)
25	1964, Apr. 24	New Guinea	6.8	1.8×10^{26}	33	9	1.25	6.5×10^{11}	9.1×10^{21}	MIKUMO (1971)
26	1974, May 9	Izu, Japan	6.8	1.1×10^{26}	25	15	1	3×10^{11}	4.5×10^{21}	安藤・三雲 (1974)
27	1969, Sep. 9	Gifu, Japan	6.6	4.3×10^{25}	20	10	0.72	3	1.6×10^{21}	MIKUMO (1973b)
28	1971, Feb. 9	San Fernando	6.6	1.1×10^{26}	19	14	1.4	3	10^{11}	MIKUMO (1973a)
29	1963, July 4	Tonga-Kermadec Islands	6.5	1.9×10^{26}	34	13	0.66	6.5×10^{11}	3.7×10^{21}	MIKUMO (1971)
30	1966, Feb. 4	Melanesia	6.3	1.6×10^{26}	32	12	0.65	6.6×10^{11}	3.3×10^{21}	MIKUMO (1971)
31	1970, Oct. 16	Akita, Japan	6.2	2.2×10^{25}	14	8	0.65	3	10^{11}	MIKUMO (1974)
32	1968, July 1	Saitama-chubu, Japan	6.1	1.9×10^{25}	6	10	0.92	3.4×10^{11}	2.9×10^{21}	阿部 (1973b)
33	1966, June 28	Parkfield	5.8	1.4×10^{25} 4.4×10^{25}	37 20	3 6	0.6 1.2	3×10^{11} 3×10^{11}	3.2×10^{20} 2.6×10^{21}	AKI (1968) and TSAI and AKI (1969) TRIFUNAC and UDWADIA (1974)

M , Magnitude; M_o , seismic moment; L , fault length; W , fault width; D , average dislocation; μ , rigidity.

近似関係式

$$E_s \sim \mu WD^2 \quad (20)$$

が通常の地震に対して確かに成立するか否かをみるため、震源パラメタのよく決っていると考え得る地震でかつ $M > 5.5$ の地震を選び、(20) 式の妥当性を調べた。 $M < 5.5$ の地震を避けた理由は、一般に L, W, D 等の震源パラメタの見積りには誤差が伴うが、特に小地震ほど二次的、副次的効果が相対的に増大する結果、簡単なモデルで説明することが困難になると判断されるためである。利用した地震及びその震源パラメタは Table 2 に示してある。データ数はアラスカ地震やチリ地震の巨大地震からパークフィールド地震に至るまでの 33 個である。Fig. 2 にこれら地震の μWD^2 を M に対してプロットした結果を示した。図中の破線はグーテンベルグ・リヒターの関係式

$$\log E_s = 1.5M + 11.8$$

を表わす。Fig. 2 から、 E_s の order-of-magnitude が実質的に μWD^2 によって決まるという結果が実際の地震について成立していることがわかる。

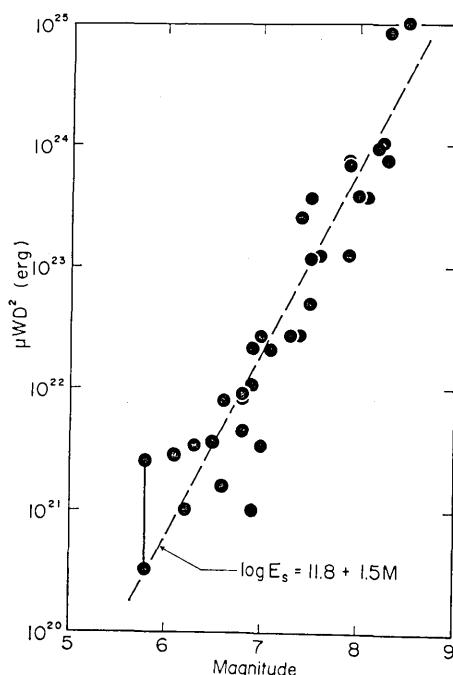


Fig. 2. Earthquake magnitude versus the product of rigidity μ , fault width W and the square of the seismic slippage D^2 .

The broken line shows Gutenberg-Richter's energy vs. magnitude relation: $\log E_s = 1.5M + 11.8$.

§5. 断層面上のすべり速度及び加速度

(17) 式は、弾性反撥モデルによる、明確な物理的意味を持つくいちがいの時間関数であるから、断層面すべり速度、加速度は(17)式をそれぞれ1回、2回時間微分することにより得られる。断層面上の最大すべり速度 \dot{D}_{\max} 、平均速度 $\langle \dot{D} \rangle$ 、初期加速度 \ddot{D}_{init} 、平均加速度 $\langle \ddot{D} \rangle$ は結局次のようになる [OHNAKA (1974)]:

$$\dot{D}_{\max} = 2F(p, c) \left(\frac{\Delta\tau}{\mu} \right) \beta = 2f(p, c) \left(\frac{\sigma}{\mu} \right) \beta \quad (21)$$

$$\langle \dot{D} \rangle = \frac{2}{c} \left(\frac{\Delta\tau}{\mu} \right) \beta = 2g(p, c) \left(\frac{\sigma}{\mu} \right) \beta \quad (22)$$

$$\ddot{D}_{\text{init}} = \frac{4}{G(p, c)} \left(\frac{\Delta\tau}{\mu} \right)^2 \frac{\beta^2}{D} = 4 \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^2 \frac{\beta^2}{D_0} \quad (23)$$

$$\langle \ddot{D} \rangle = 4H(p, c) \left(\frac{\Delta\tau}{\mu} \right)^2 \frac{\beta^2}{D} = 4h(p, c) \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^2 \frac{\beta^2}{D_0} \quad (24)$$

ただし、

$$\frac{\Delta\tau}{\sigma} = \frac{D}{D_0} = G(p, c)$$

$$\sigma \equiv \tau_1 - \tau_0$$

ここに F, f, G, g, H, h はパラメタ p 及び c の関数、 τ_0 は固体動摩擦応力である。

もし p の値を適当な方法で見積ることができれば、 $\langle \dot{D} \rangle$ (又は \dot{D}_{\max})、 $\Delta\tau$ 、 D などの震源パラメタが得られている場合には、(22) (又は(21)) 式から c が求まるから、結局(23)式によってその地震の断層面上の主要動の初期加速度を、すべり速度、応力降下量、くいちがいの大きさなどの震源パラメタから推定することができる。

以下、 p を適当な方法で推定し、地震の断層主要動の初期加速度を(23)式により求めてみる。Fig. 3 にサンフェルナンド地震のパコイマ・ダムに於ける加速度記録を示す。この図は HANKS (1974) の論文から引用した。Fig. 3 から、最大加速度は短周期の later motion で 1 g を越えているのがわかる。短周期波は二次的原因により卓越することも考えられるので、前述の later motion の短周期の最大加速度を簡単な断層モデルで説明することは困難である。しかし BOORE and ZOBACK (1974) によると、初動から $2.0\sim4.0\text{ sec}$ 範囲の比較的長周期部分は断層生成過程に明瞭に関係しているという。この比較的長周期部分の加速度は Fig. 3 から $400\sim600\text{ gal}$ 程度と推定される。パコイマ・ダムは推定される断層面から数 km 離れているから、断層主要動の加速度は上の推定値より大きい値を持つと考えるのが妥当かもしれない。

今、断層面を境にして断層の両側が互いに反対方向に等しく動くと考えると、片側の面の変位 U 、速度 \dot{U} 、加速度 \ddot{U} はそれぞれ

$$U = \frac{1}{2}D, \quad \dot{U} = \frac{1}{2}\dot{D}, \quad \ddot{U} = \frac{1}{2}\ddot{D}$$

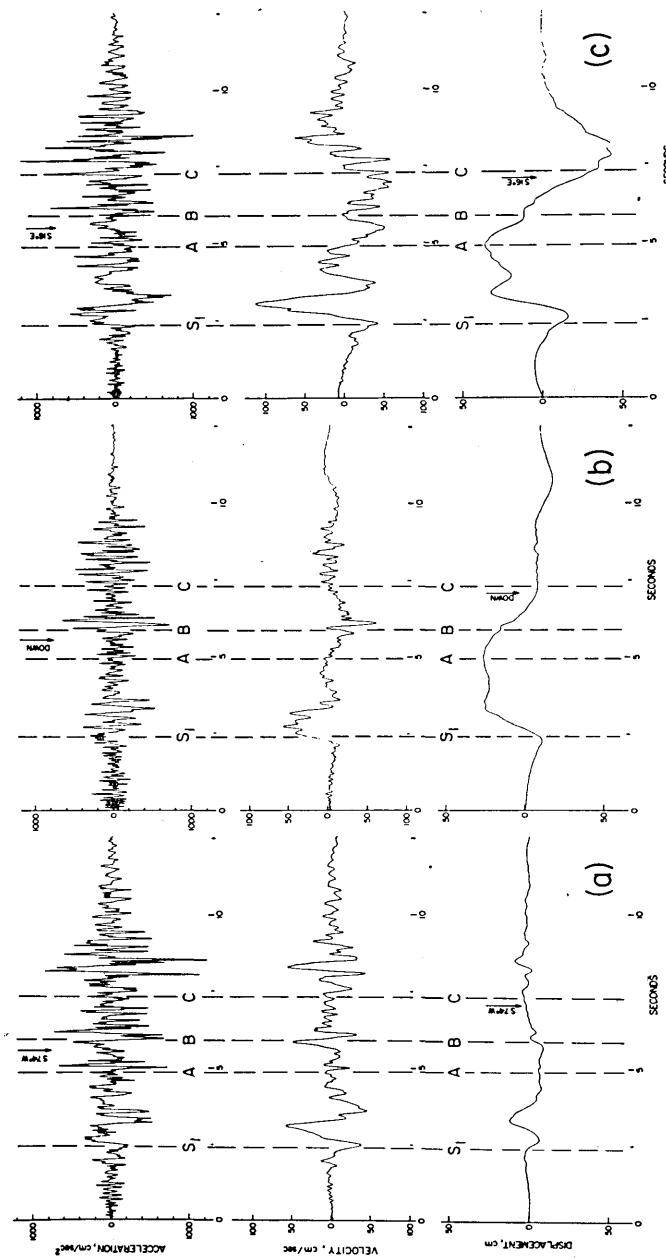


Fig. 3. Ground acceleration, velocity and displacement for each of the three components of the Pacoima dam accelerogram. (a) S74°W; (b) S16°E. [After HANKS (1974), original figures from TRIFUNAC and HUDSON (1971)].

である。上の加速度の推定値が \dot{U}_{init} にはほぼ等しいと考え、これをすべり速度、応力降下量、くいちがいの大きさなどの震源パラメタとともに(23)式に代入すれば $\rho=2\sim 3$ を得る。同様な考察のもとに、パークフィールド地震の場合について震源近傍での加速度記録一成分 [AKI (1968)] をもとに断層面上での合成された全加速度を 700 gal 程度又はそれ以上と推定し、これから ρ を求めると $\rho=2$ を得る。

通常の地震に対しては ρ はほぼ一定と考え得ると仮定して、上に得られた $\rho=2\sim 3$ を用い、すべり速度、応力降下量、くいちがいの大きさ等の見積られている地震について初期加速度 \dot{U}_{init} を求めると Table 1 に示すような値が得られる。 μ, β の値は、それぞれの地震について、震源パラメタを決めた著者が用いた値、又は妥当と思われる値を使用した。震源パラメタのデータの出所は Table 1 に示してある。Table 1 からわかるように、震源での主要動の初期加速度としておよそ数 100 gal という結果を得るが、カムチャッカ地震、三陸地震については例外で極端に小さい値となった。この結果は、両地震については $\rho=2\sim 3$ の仮定が妥当でないことを示すのか、あるいは文字通りの物理的意味を持つことを示唆するのか、今のところ明らかでない。

§ 6. 地震モーメント

Fig. 4 は地震モーメント M_0 を M に対して、大地震から小地震に至るまで M の広範囲 ($2.0 \leq M \leq 8.5$) にわたりプロットしたものである。用いたデータは世界各地の 116 個の地震で、内訳は §4 の Table 2 に示した地震 33 個、HANKS and WYSS (1972) の Table 10 に示されている地震 3 個、WYSS and BRUNE (1968) の Table 1 に示されている地震のうち断層の大きさの与えられている地震 8 個、WYSS and MOLNAR (1972) の Table 1 に示されている地震のうち断層の大きさが与えられている地震 2 個、ISHIDA (1974) の Table 3 に示されている地震 10 個及び THATCHER and HANKS (1973) の Table 1 に示されている地震のうち quality A に属する地震 60 個である。

$\log M_0$ と M との関係式としては経験的に次のような式がよく用いられる [WYSS and BRUNE (1968); THATCHER and HANKS (1973); 笠原 (1975)]:

$$\log M_0 = a_1 M + b_1 \quad (25)$$

ただし、 a_1, b_1 は定数。しかしながら Fig. 4 を注意深く観察すると、 M の増大とともに傾き $d(\log M_0)/dM$ が系統的に増大する傾向がみとめられる（特に、 $M > 7$ の範囲でこの傾向が著しい）が、これには物理的根拠のあることを以下に示したい。

それは、実際の地震源は点震源でなく有限の大きさを有しており、大地震ほど大きなディメンションを持つこと、及び有限の大きさを持つ断層全体が同時に動くのではなく有限速度でくいちがいが伝播するため、断層面上の各々の場所でのくいちがい運動には時間的ずれがあること、の二つの事実に基く。実際の地震源が点震源であれば、 $\log M_0$ と M の関係として(25)式のような線型関係を期待し得る。しかし、現実には点震源と異なり、有限のディメンションを有する震源でくいちがいが有限速度で断層面上を伝播するため、断層面内の各地点で放出される地震波には時間的ずれが生ずる。このため、たとえ地震モーメントが $10^{29} \sim 10^{30}$ dyn·cm のような大きな値を得ても、それに比例して地動振幅は大き

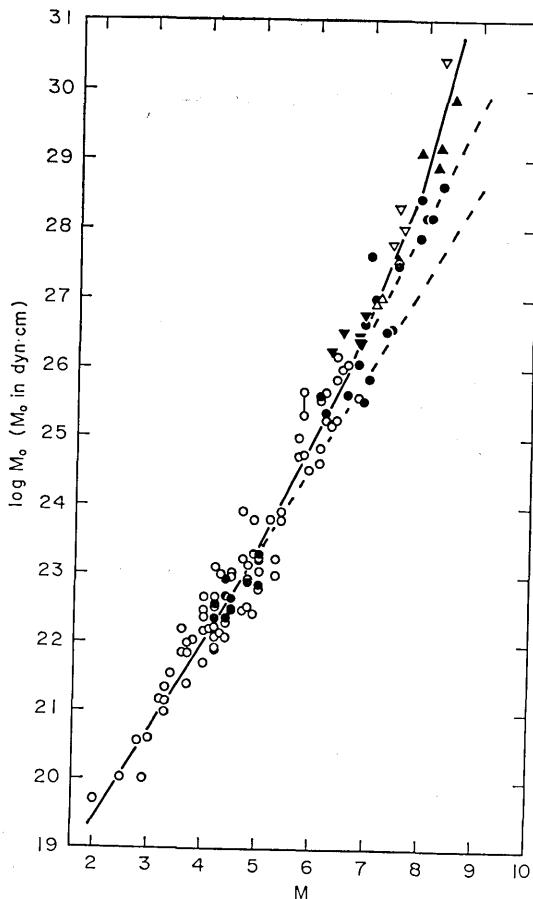


Fig. 4. Plot of the logarithm of seismic moment M_o against earthquake magnitude M .

●, the earthquakes occurring in and near Japan; ○, U.S.A.; ▲, Kurile and Aleutians; △, Iran and Turkey; ▼, New Guinea to Fiji Islands; ▽, South America and South Sandwich Islands.

くなり得ず, Fig. 4 にみられるような非線型的関係を示すのである。このことは、以下に示されるアナロジーによって容易に理解されよう。

一定の高さから床に球を自由落下させる場合を考える [Fig. 5]. Fig. 5 左に示すような球1個の落下の場合には、球の質量が増減すればそれに比例して床に落下したときの衝力は増減する。今、球の質量を地震モーメントに、床における衝力を地動振動に対応させれば、この場合は地震源が点震源に相当する場合とみることができる。これに対して、Fig. 5 右に示すような、狭い穴から小球が時間的ずれを伴いながら1個1個順に落下する場合を考える。この場合は小球の数が増えて全体の質量が増大しても床における衝力は全体の質量には無関係である。衝力の大きさは個々の小球の質量に比例するにすぎない。勿論、個々の小球の質量が増減すれば、球の総数に変化がなくとも全体の質量は増減する

から、結局衝撃力は全体の質量と相関関係を有する。この場合は、地震源が有限のディメンションを持つ断層でくいちがいが有限速度で断層面上を伝播する場合に相当するとみることができる。言うまでもなく、球全体の質量は地震モーメント M_0 に対応する。このような場合には、 M_0 が増大しても地震規模に応じて地動振幅に与える影響に限度があるから、 M はある限界以上には大きくなり得ない。このことは、どんな巨大地震であれその規模は $M8.5 \sim 8.6$ どまりであって $M9$ を越えることがないという経験的事実をよく説明する。

上述のように、地震源を点震源とみなすことができない場合は、 $\log M_0$ が M と線型関係にあるべき物理的必然性はないことになる。それでは M_0 の代りに如何なる量を用いれば M との間に線型関係を期待できるであろうか。答は明白であって、前述のアナロジーに従えば小球の質量に相当する量を用いればよい(補遺参照)。

弾性反撲モデルに基いて地震モーメントを考える [Fig. 6]。直角座標を x, y, z とし、この座標系の原点を含む y 軸に垂直な平面内に断層面を想定する。地震直前に Fig. 6 の実線で示すような変形 (y 軸上 $\partial u / \partial y = 0$ とみなしえる点の断層面からの距離を λ とし、 $y = \lambda, -\lambda$ における x 軸方向の変位をそれぞれ $u_{+\lambda}, u_{-\lambda}$ とする) を示していたものが、地震によって断層面を境に弾性的なねかえりを生じ、一点鎖線で示すような残留歪を残して運動が停止し、その結果、くいちがい

$$D \equiv u_{+\lambda} - u_{-\lambda}$$

を生じたとする。Fig. 6 に示すような場合の歪による剪断応力 $\tau_{yx} (= \tau_{zy})$ による z 軸のまわりのモーメントを求める。 τ_{yx} は xz 平面の単位面積当たりの x 方向の剪断力であるか

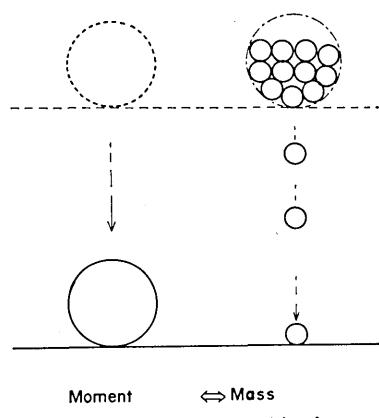


Fig. 5. Analogical explanation of the relation between seismic moment and earthquake magnitude.

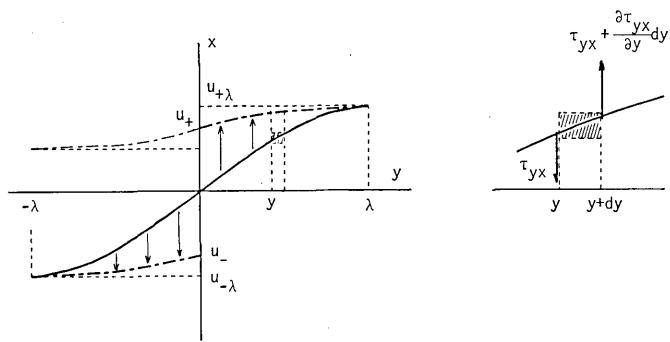


Fig. 6. Deformation due to elastic rebound.

Seismic moment per unit area on the volume element $1 \times dy \times 1$ about z -axis is $y(\partial \tau_{yx} / \partial y)dy$.

ら、これによる断層面から距離 y における体積要素 $1 \times dy \times 1$ に働く z 軸のまわりのモーメントは

$$y \frac{\partial \tau_{yz}^{(1)}}{\partial y} dy$$

である [Fig. 6 参照]。これを $-\lambda$ から λ まで積分すれば単位面積当りの剪断力によるモーメントが得られる。地震（弾性的なのはねかえり）直前の歪応力を $\tau_{yz}^{(1)}$ 、直後の残留歪応力を $\tau_{yz}^{(2)}$ のように表わすとすると、単位面積当りの剪断力 $\tau_{yz}^{(1)}$ による z 軸のまわりのモーメントは

$$\int_{-\lambda}^{\lambda} y \frac{\partial \tau_{yz}^{(1)}}{\partial y} dy = \left[y \tau_{yz}^{(1)} \right]_{-\lambda}^{\lambda} - \int_{-\lambda}^{\lambda} \tau_{yz}^{(1)} dy = - \int_{-\lambda}^{\lambda} \mu \frac{\partial u^{(1)}}{\partial y} dy = -\mu(u_{+\lambda} - u_{-\lambda}) \quad (26)$$

同様に、剪断力 $\tau_{yz}^{(2)}$ によるモーメントは

$$\int_{-\lambda}^{\lambda} y \frac{\partial \tau_{yz}^{(2)}}{\partial y} dy = \left[y \tau_{yz}^{(2)} \right]_{-\lambda}^{\lambda} - \int_{-\lambda}^{\lambda} \tau_{yz}^{(2)} dy = - \int_{-\lambda}^{\lambda} \mu \frac{\partial u^{(2)}}{\partial y} dy = -\mu(u_{+\lambda} - u_{-\lambda} - D) \quad (27)$$

である。(26)式から(27)式を引くと地震（弾性的なのはねかえり）による単位面積当りのモーメントが得られる。すなわち、

$$\int_{-\lambda}^{\lambda} y \frac{\partial}{\partial y} [\tau_{yz}^{(1)} - \tau_{yz}^{(2)}] dy = -\mu D = -\frac{M_o}{S} \quad (28)$$

ただし、 S は断層面積を表わす。

もし実際の地震が断層の長さ方向に速度 v でくいちがいが伝播するというモデルでよく表現することができるならば、この場合十分遠方での地震波動最大変位振幅は

$$v\mu DW = v(M_o/L) \quad (29)$$

に比例することが理論的に示される（補遺参照）から、 v は地震によってさほど変わらない（ほぼ一定）と考えれば

$$\mu DW = M_o/L$$

が M との関係において重要な意味を持つ。 $\log(M_o/L)$ と M との関係はきれいな線型関係で表現できるはずである。Fig. 7 に $\log(M_o/L)$ を M に対してプロットした結果を示した。データは Fig. 4 に使用したデータと全く同一のものである。Fig. 7 からわかるように、 M の広範囲にわたり $\log(M_o/L)$ と M の間にきれいな直線関係が成立する。Fig. 7 から

$$\log_{10}(M_o/L) = 1.2M + 11.7 \quad (30)$$

の関係を得た。

(30)式は単位長さ当りのモーメントが地動振幅の 1.2 乗に比例することを意味する。この関係は経験的に得られたものであるが、理論的には地震波動振幅はモーメントに比例するはずであるから、モーメントが地動振幅の 1.2 乗に比例するという関係はすっきりしないと考えるかも知れない。この相違が何に基くのかは今後検討を要する。くいちがいが断

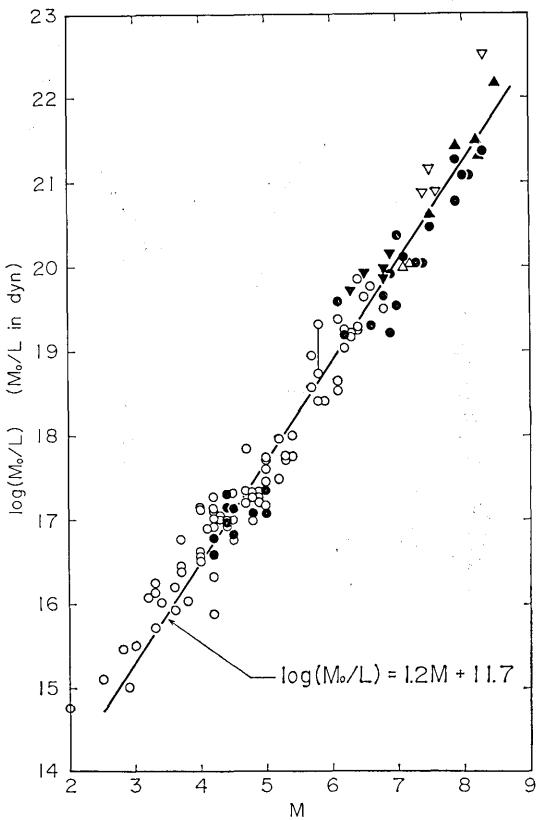


Fig. 7. Plot of the logarithm of seismic moment per unit length M_0/L against earthquake magnitude M .
See Fig. 4 for an explanation of the symbols used.

層面上を二次元的（断層の形は円形を仮定）に伝播すると仮定しても、十分遠方での地震波動振幅は

$$v(M_0/R) \quad (R; \text{円形断層の半径})$$

に比例するという結果が得られ、これは(29)の結果と本質的に同等である。したがって、(30)式で M の係数が 1.2 となったのは、くいちがいが一次元的に伝播するという用いたモデルに原因があるとは考えられない。

試みに、単位面積当りのモーメント M_0/S と M との関係を調べてみると、Fig. 8 に示すように、ばらつきが大きいがおよそ

$$\log(M_0/S) \propto M \quad (31)$$

の関係が成立しているようにみえる。単位面積当りのモーメントは、単位長さ当りのモーメントや地震モーメント M_0 と異なり、断層のディメンションの効果が完全に除去されているから(31)の関係はある意味では合理的といえるかも知れない。Fig. 8 にプロットし

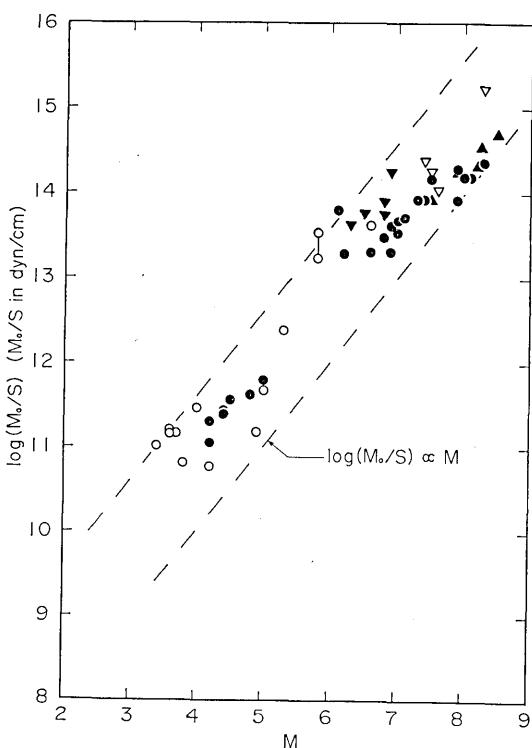


Fig. 8. Plot of the logarithm of seismic moment per unit area M_0/S against earthquake magnitude M .

See Fig. 4 for an explanation of the symbols used.

たデータ数が Fig. 4 及び Fig. 7 に比較して半減しているのは、断層面積まで与えてあるデータは比較的大きな地震に限られ、全体として数が半減したためである。

以上から次のことが結論される。 $\log M_0$ と M との関係を (25) 式のような関係式で表現することは物理的見地から合理的とは言いにくい。(25) 式では、例えればこれまで知られたうちで最大のモーメント $M_0 = 3 \times 10^{30}$ dyn·cm を持つチリ地震 [KANAMORI and CIPAR (1974)] や $M_0 = 8 \times 10^{29}$ dyn·cm のアラスカ地震 [KANAMORI (1970b)] の M が 9 を越えるような大きな値にはならないという経験的事実を合理的に説明するのが難しい。(25) 式の係数 a_1 は実は断層のディメンションの関数なのである。これに対して、理論の求め合理的な関係は

$$\log (M_0/L) = a_2 M + b_2 \quad (32)$$

すなわち

$$\log M_0 = a_2 M + b_2 + \log L \quad (32')$$

(a_2, b_2 ; 定数) であるが、これによれば、上述のような経験的事実を合理的に説明できるだけでなく多くの観測データをよく説明し得る。ただし、 M の係数 $a_2 = 1.2$ となって

$a_2=1$ にはならない。この問題については今後さらに検討を要する。経験的には次のような関係

$$\log(M_o/S) = M + b_3 \quad (33)$$

すなわち

$$\log M_o = M + b_3 + \log S \quad (33')$$

(b_3 ; 定数) も成立しているようにみえる。

§7. 結 び

本論文では、REID によって提唱された弾性反撗説を発展させることにより、地震現象を簡単な断層モデルによって物理科学的立場から統一的に説明し得ることを示した。勿論実際の地震はここで述べたモデル以上に複雑と考えられるが、この複雑な地震現象も本質的な部分にのみ注目すれば、基本的性質は既述のような簡単なモデルで説明し得るということが重要であると思われる。

補 遺

一様な無限媒質中の震源から十分遠方での地震波動変位振幅は

$$J_\alpha = \mu W \int_0^L D(\xi, t - r/\alpha) d\xi = \frac{v\mu DW}{1 - (v/\alpha) \cos \theta} [\Psi(Y) - \Psi(Y - t_\alpha)] \quad (A1)$$

に比例する [HASKELL (1964)]。ただし

$$\begin{aligned} D(\xi, t) &= D\Psi(t - \xi/v), \\ r &= r_0 - \xi \cos \theta, \\ Y &= t - r_0/\alpha, \\ t_\alpha &= (L/v)(1 - (v/\alpha) \cos \theta). \end{aligned}$$

ここに、 $\Psi(t)$ は条件

$$\begin{aligned} \Psi &= 0 \quad (t < 0), \\ \Psi &= 1 \quad (T < t), \end{aligned}$$

を満足する規格化された震源時間関数、 ξ は断層面上の積分点の座標、 r_0 は震源に定めた座標原点からの距離である。(A1) 式から関係式

$$J_\alpha \leq \begin{cases} \frac{v\mu DW}{1 - (v/\alpha) \cos \theta} & (T \leq t_\alpha), \\ \frac{v\mu DW}{1 - (v/\alpha) \cos \theta} \Psi(t_\alpha) & (T > t_\alpha), \end{cases} \quad (A2)$$

を得る。ただし、 $0 < \Psi(t_\alpha) < 1$ 。 α の代りに β を置換することにより、 J_β に対しても同様な関係式が得られる。(A2) 式から、遠方での地震波動最大変位振幅は

$$v\mu DW$$

に比例することがわかる。なお、 μDvW は単位時間内にくいちがい先端が断層面上を vW

だけ掃く面積に対するモーメントという物理的意味を持つ。この単位時間当たりのモーメント μDvW が Fig. 5 に示したアナロジーに於ける小球の質量に相当する物理量に他ならない。

謝 辞. 岡田義光氏には、遠方での地震動最大振幅が $vW\mu D=v(M_0/L)$ に比例するという問題に関連して議論して頂いた。丸山卓男助教授は、著者の願いに応じて、得られた結果が妥当であるか否か快く検討して下さった。又、 $vW\mu D$ の物理的解釈について貴重な助言を与えた。ここに記して、両氏に深く感謝申し上げる。

文 献

- ABE, K., 1972a, Focal process of the south Sandwich Islands earthquake of May 26, 1964, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **5**, 110-122.
- ABE, K., 1972b, Lithospheric normal faulting beneath the Aleutian trench, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **5**, 190-198.
- ABE, K., 1972c, Mechanisms and tectonic implications of the 1966 and 1970 Peru earthquakes, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **5**, 367-379.
- 阿部勝征, 1973a, 1963年越前岬沖地震の断層運動, 地震学会春季大会講演予稿集, No. 1, p. 128.
- 阿部勝征, 1973b, 1968年埼玉県中部地震の発生過程, 地震学会秋季大会講演予稿集, No. 2, p. 112.
- ABE, K., 1974, Seismic displacement and ground motion near a fault: The Saitama earthquake of September 21, 1931, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4393-4399.
- AKI, K., 1966, Generation and propagation of G waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964. Part 2. Estimation of earthquake moment, released energy, and stress-strain drop from the G wave spectrum, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **44**, 73-88.
- AKI, K., 1968, Seismic displacements near a fault, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5359-5376.
- 安藤雅孝・三雲 健, 1974, 1974年5月9日南伊豆地震の発生機構, 地震学会秋季大会 講演予稿集, No. 2, p. 21.
- BÅTH, M. and H. BENIOFF, 1958, The aftershock sequence of the Kamchatka earthquake of November 4, 1952, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **48**, 1-15.
- BEN-MENAHEM, A. and M. N. TOKSÖZ, 1963, Source mechanism from spectrums of long-period surface waves. 2. The Kamchatka earthquake of November 4, 1952, *J. Geophys. Res.*, **68**, 5207-5222.
- BOORE, D. M. and M. D. ZOBACK, 1974, Two-dimensional kinematic fault modeling of the Pacoima Dam strong-motion recordings of the February 9, 1971, San Fernando earthquake, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **64**, 555-570.
- BRUNE, J. N., 1973, Earthquake modeling by stick-slip along precut surfaces in stressed foam rubber, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **63**, 2105-2119.
- FITCH, T. J. and C. H. SCHOLZ, 1971, Mechanism of underthrusting in southwest Japan: A model of convergent plate interactions, *J. Geophys. Res.*, **76**, 7260-7292.
- FUKAO, Y., 1970, Focal process of a deep focus earthquake as deduced from long period P and S waves, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **48**, 707-727.
- FUKAO, Y. and M. FURUMOTO, 1975, Mechanism of large earthquakes along the eastern margin of the Japan Sea, *Tectonophysics*, **25**, 247-266.
- HANKS, T. C., 1974, The faulting mechanism of the San Fernando earthquake, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1215-1229.
- HANKS, T. C. and M. WYSS, 1972, The use of body-wave spectra in the determination of seismic-source parameters, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **62**, 561-589.
- HASKELL, N. A., 1964, Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **54**, 1811-1841.

- HIRASAWA, T., 1965, Source mechanism of the Niigata earthquake of June 16, 1964, as derived from body waves, *J. Phys. Earth*, **13**, 35-66.
- ISHIDA, M., 1974, Determination of fault parameters of small earthquakes in the Kii Peninsula, *J. Phys. Earth*, **22**, 177-212.
- KANAMORI, H., 1970a, Synthesis of long-period surface waves and its application to earthquake source studies—Kurile Islands earthquake of October 13, 1963, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5011-5027.
- KANAMORI, H., 1970b, The Alaska earthquake of 1964: Radiation of long-period surface waves and source mechanism, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5029-5040.
- KANAMORI, H., 1971a, Seismological evidence for a lithospheric normal faulting—The Sanriku earthquake of 1933, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **4**, 289-300.
- KANAMORI, H., 1971b, Faulting of the great Kanto earthquake of 1923 as revealed by seismological data, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **49**, 13-18.
- KANAMORI, H., 1971c, Focal mechanism of the Tokachi-oki earthquake of May 16, 1968: Contortion of the lithosphere at a junction of two trenches, *Tectonophysics*, **12**, 1-13.
- KANAMORI, H., 1972a, Tectonic implications of the 1944 Tonankai and the 1946 Nankaido earthquakes, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **5**, 129-139.
- KANAMORI, H., 1972b, Determination of effective tectonic stress associated with earthquake faulting. The Tottori earthquake of 1943, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **5**, 426-434.
- KANAMORI, H., 1973, Mode of strain release associated with major earthquakes in Japan, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **1**, edited by F. A. Donath, pp. 213-239.
- KANAMORI, H. and J. J. CIPAR, 1974, Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **9**, 128-136.
- KASAHARA, K., 1958, Physical conditions of earthquake faults as deduced from geodetic data, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **36**, 455-464.
- 笠原慶一, 1975, 断層ペラメータの標準値, 地震学会春季大会講演予稿集, No. 1, p. 8.
- KAWASAKI, I., 1975, On the dynamical process of the Parkfield earthquake of June 28, 1966, *J. Phys. Earth*, **23**, 127-144.
- MARUYAMA, T., 1966, On two-dimensional elastic dislocations in an infinite and semi-infinite medium, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **44**, 811-871.
- MIKUMO, T., 1971, Source process of deep and intermediate earthquakes as inferred from long-period P and S waveforms. I. Intermediate-depth earthquakes in the southwest Pacific region, *J. Phys. Earth*, **19**, 1-19.
- 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. Amer.*, **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., 1974, Some considerations on the faulting mechanism of the southeastern Akita earthquake of October 16, 1970, *J. Phys. Earth*, **22**, 87-108.
- MOGI, K., 1970, Recent horizontal deformation of the earth's crust and tectonic activity in Japan (1), *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **48**, 413-430.
- OHNAKA, M., 1973, A physical understanding of the earthquake source mechanism, *J. Phys. Earth*, **21**, 39-59.
- OHNAKA, M., 1974, A physical understanding of the earthquake source mechanism. Part II. The fault-slip velocity and acceleration, *J. Phys. Earth*, **22**, 383-394.
- OHNAKA, M., (準備中), A physical basis for earthquakes based on the elastic rebound model, to be published in *Bull. Seism. Soc. Amer.* in the April, 1976 number.
- REID, H. F., 1911, The elastic-rebound theory of earthquakes, *Univ. Calif. Publ., Bull. Dept. Geol.*, **6**, 413-444.
- SCHOLZ, C. H., 1972, Crustal movements in tectonic areas, *Tectonophysics*, **14**, 201-217.
- THATCHER, W. and T. C. HANKS, 1973, Source parameters of southern California earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **78**, 8547-8576.

- TRIFUNAC, M. D. and D. E. HUDSON, 1971, Analysis of the Pacoima dam accelerogram-San Fernando, California, earthquake of 1971, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **61**, 1393-1411.
- TRIFUNAC, M. D. and F. E. UDWADIA, 1974, Parkfield, California, earthquake of June 27, 1966: A three-dimensional moving dislocation, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **64**, 511-533.
- TSAI, Y.-B. and K. AKI, 1969, Simultaneous determination of the seismic moment and attenuation of seismic surface waves, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **59**, 275-287.
- TSUBOI, C., 1956, Earthquake energy, earthquake volume, aftershock area, and strength of the earth's crust, *J. Phys. Earth*, **4**, 63-66.
- WALSH, J. B., 1969, Dip angle of faults as calculated from surface deformation, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2070-2080.
- WU, F. T. and H. KANAMORI, 1970, Body and surface waves source mechanisms of the 1965 Rat Island earthquake (abstract), *Trans. Amer. Geophys. Union*, **51**, p. 355.
- WYSS, M. and J. N. BRUNE, 1968, Seismic moment, stress, and source dimensions for earthquakes in the California-Nevada region, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4681-4694.
- WYSS, M. and P. MOLNAR, 1972, Efficiency, stress drop, apparent stress, effective stress, and frictional stress of Denver, Colorado, earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **77**, 1433-1438.

11. A Physical Basis for Earthquakes Based on the Elastic Rebound Model.

By Mitiyasu OHNAKA,
Earthquake Research Institute.

The elastic rebound model explaining seismological data quantitatively is derived by developing the original elastic rebound theory proposed by H. F. Reid. An important point to be considered is that a release of tectonic strain energy is effected by the shear dislocation propagating with a finite velocity which is induced by an elastic rebound over a finite fault plane. Friction on the fault surfaces is another important factor to be considered in the light of the fact that an earthquake source is a shear dislocation.

Assuming that the dislocation front propagates in one direction along the long axis of the fault plane, the shear strain drop $\Delta\gamma$, the earthquake volume V , the stiffness k of the fault, the mass of inertia m and the total wave energy radiated E_s are evaluated in terms of the fault plane dimensions, the seismic final dislocation D , the propagating velocity of dislocation v and the shear wave velocity β . The elastic strain energy released E is also evaluated in terms of V , $\Delta\gamma$ and the initial shear strain γ_1 . It is shown that the order-of-magnitude of E_s is virtually given by μWD^2 , where μ is the rigidity and W the fault width.

For earthquakes whose source parameters such as D , the slip velocity $\langle \dot{D} \rangle$, the stress drop $\Delta\tau$ and the fault size have already been estimated on the basis of seismological data, the order-of-magnitude of the initial slip acceleration \ddot{U}_{init} on the fault plane is estimated by making use of the formula derived in a previous paper.

The moment of the elastic rebound force is calculated. The maximum amplitude of the far-field wave motion is in proportion to vM_0/L , where M_0 is the seismic moment and L the fault length: this predicts that $\log(M_0/L)$ is linearly related to the earthquake magnitude M , if v is assumed to be almost constant for actual earthquakes. The good linear relation, $\log(M_0/L) = 1.2M + 11.7$ (M_0/L in dyn), is found empirically over a wide range of M ($2 \leq M \leq 8.5$). The directly proportional relationship between the logarithm of seismic moment per unit area and the magnitude seems to hold empirically.