

2. 地震の断層モデルと地殻応力の解放について

地震研究所 大 中 康 誉

(昭和48年12月28日受理)

1. はじめに

地震とは地殻またはマントル中に剪断型のくいちがいが急激に生じ、これによって発生する振動である。ここでいう剪断型のくいちがいは、破壊、付着すべり (stick-slip)、その他現象として断層面上のすべりを伴うもの全てを含むが、浅発性の地震については事実上破壊および付着すべりの二つに限定されるであろう。ただし圧力下では破壊といっても全てのモードが許されるのではなく、室内実験結果によれば、一般にそれは剪断型に限られる。このことは「地震は断層である」という今日最も受け入れられている考えを力学物性の立場からも支持するものである。

地震の発震機構について異なる立場からいくつかのモデルが提唱されている。特に地震波動を考える場合には、くいちがいが生ずるときの断層面上の動的特性が重要となるが、この動的特性は震源時間関数によって規定される。それ故、近年震源時間関数が注目され、物理的観点から具体的にいくつか検討されるに至っている (ARCHAMBEAU, 1968; BURRIDGE, 1969; BRUNE, 1970; HANSON et al., 1971; IDA and AKI, 1972; OHNAKA, 1973 a)。これらのうち、特に Brune のモデルは、簡単な震源時間関数を与え地震波動解析に応用しやすいこと、しかも直感的に理解しうることとして、地震の震源パラメータ推定の際に、これまで地震学者に広く利用されてきた (e. g., TRIFUNAC, 1972; KANAMORI, 1972)。そして最近では、「いくつかの地震について、応力降下量 $\Delta\tau$ と断層を動かす応力 τ_1 とは大体同じと考えられる」とまで結論する地震学者があらわれている (金森, 1972; 金森・安藤, 1973)。

地震発生に伴い震源域の地殻応力が完全に解放されうるか否かは、地震発生機構論の立場から重要な問題であるばかりでなく、地震は破壊またはまさつの付着すべり現象であるとする観点からすると、岩石の力学物性論上からも大きな関心事である。さらに、地球熱学の立場からも重要な問題であり得る。何故なら、 $\Delta\tau/\tau_1$ は地震効率を支配する最大の因子の一つであるが、このことから逆に $\Delta\tau/\tau_1$ の大小は地殻または上部マントル中の熱の問題に影響を与えることが考えられ得るからである (OHNAKA, 1973 a)。このように、地震発生に伴い断層面上で応力が完全に解放されるか否かは極めて重要な問題であるにもかかわらず、上の $\Delta\tau=\tau_1$ という結論は、用いられた断層モデルの前提である仮定に依存していること、しかもそのモデルの前提である仮定の物理的根拠に疑問があることなど、問題がある。本稿の目的は、以上の問題点を物理的立場から検討し、物理的に、より合理的な前提に立つ限り、「応力降下量と断層を動かす応力とは大体同じ」であるという結論は得られないことを指摘して、注意を喚起することにある。

2. 断層モデルの物理的基礎

まず、いくつかの地震について、 $\Delta\tau$ と τ_1 とがほぼ等しいという結論が如何なる前提とプロセスのもとに導き出されたかを考えてみる。Brune のモデルによれば、断層面上の平均的なくいちがいの起る速さ \bar{D} は有効応力 (effective tectonic stress) σ_{eff} に比例する。この関係は、断層のすべり面内の摩擦力を無視できるとすれば、 $\bar{D} \propto \tau_1$ となる。Ida モデル(1973)によれば、断層面上のくいちがいの最大速度 \dot{D}_{max} は τ_1 に比例する。従って、これらの関係を利用すれば、二つの独立な震源パラメタ (断層面上のくいちがいの大きさと時間関数の立上り時間 T) から τ_1 を求めることができる。他方 $\Delta\tau$ と平均的なくいちがいの大きさ D_0 とを関係づける Hooke の法則に相当する式から $\Delta\tau$ が求まる。金森は、「高い応力場のもとで起った破壊程、急激に断層面が動く」との直感から、「断層の壁の動く速さは、断層が動きはじめる時にかかっている応力に比例する」という、上に述べたモデルの結果と同様な考えに基づいて、いくつかの地震について、 $\Delta\tau$ と τ_1 を比較し、 $\Delta\tau \approx \tau_1$ を結論した (金森, 1972; 金森・安藤, 1973)。しかしながら、この結論は、前節でも述べたように、用いられた断層モデルの前提である仮定に強く依存する。従って、上の結論が正しいか否かは、その仮定が物理的見地から妥当であるか否かに帰せられる。

仮定の妥当性の検討の方法としては通常二通り考えられる。一つは、その仮定に基づいて得られたモデルが観測事実を良く説明するか否かによって、妥当性をチェックするという帰納的方法であるが、この方法は、地球物理学の結果のように多様な解釈の可能な分野では、必ずしも有効であるとは言えない場合が多い。何故なら、結果から原因をつきとめるという場合、一般に原因が一意的に決まらないからである。それでは仮定の妥当性の検討に有効な残された方法は何であろうか。それは、仮定が物理的見地から妥当か否かを直接チェックすることである。特に、仮定の如何がそのまま結論に反映するという場合、この検討方法は本質的に重要な意味を持つ。以下この観点から検討することにする。

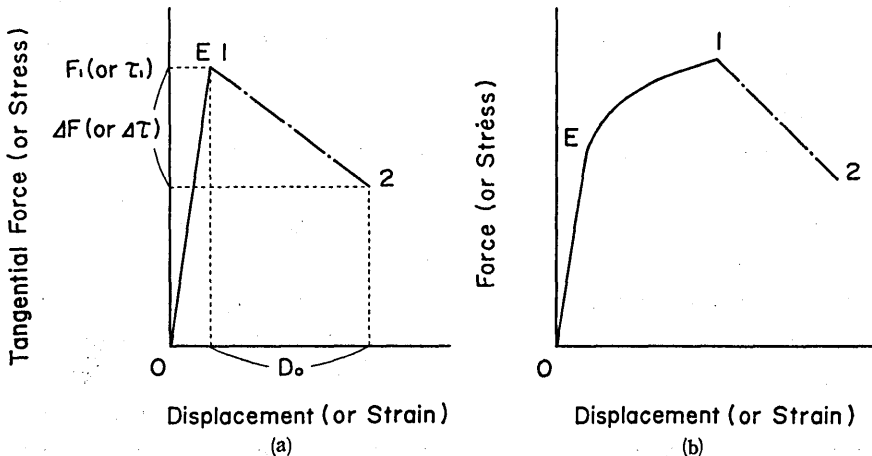


Fig. 1. Force (or stress)-displacement (or strain) behavior of rocks. \overline{OE} : elastic range. A broken line portion indicates sudden force (or stress) drop ΔF (or $\Delta\tau$) accompanied by slippage D_0 .

一般に、物質が圧力下で破壊や付着すべりを起すとき、力（または応力）と変位（または歪）の間に成立する関係を Fig. 1 に示す。脆性破壊を弾性限界内での破壊と定義すれば、脆性破壊と付着すべりの場合の力（または応力）—変位（または歪）関係は Fig. 1 a の如くなる。破壊に至るまでに永久歪を伴う場合の応力—歪関係は Fig. 1 b のようになる。なお付着すべりの場合、最初のすべり部分までだけが図示されていると考えればよい。図中の OE 部分では、よく知られているように Hooke の法則が成立する。この比例定数が試料の弾性率をあらわす。点 1 で破壊またはすべりが起ったとする。すると急激に force drop ΔF （または応力降下 $\Delta\tau$ ）が起り、同時にくいちがい D_0 を伴い弾性波を発生する。このとき観測される弾性波の一例を Fig. 2 に示す。圧力下で（剪断型）破壊または既存の断層面内にすべりが起る場合のような、摩擦を含む力学系では、摩擦の効果は本質的に重要であって、一般に応力は完全に解放されない。点 2 で再び安定が保たれるとする。このときの力（または応力）を $F_2 = F_1 - \Delta F$ （または $\tau_2 = \tau_1 - \Delta\tau$ ）、すべり運動中の平均的摩擦力を F_k （または τ_k ）とすれば、運動は加速され、慣性をもつので、通常 $F_k > F_2$ （または $\tau_k > \tau_2$ ）である (BOWDEN and TABOR, 1954; OHNAKA, 1973 a).

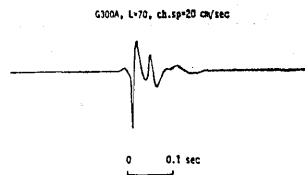


Fig. 2. An example of elastic waves generated from the slip portion of the stick-slip process.

Fig. 1 の点 1 から点 2 を結ぶ線分の傾き、すなわち $\Delta F/D_0$ は物理的に如何なる意味をもつであろうか。これは loading system の剛性 (stiffness) をあらわすことが明らかにされている (OHNAKA, 1973 b)。実験室では、試験機によって試料を圧縮し、破壊または付着すべりに至らしめるが、その過程で同時に試験機本体のフレームも伸びる¹⁾。今、試料をある力で圧縮したとする。すると、その反作用で試験機自体のフレームにも同じだけの力が働き、Hooke の法則によりその作用力にみあう分だけフレームが伸びる。試料に破壊またはすべりを生じたとする、この試験機に貯えられていた弾性歪エネルギーが、試料に生じた破断面またはすべり面（地震の断層面に対応する）上で、急激に解放される。このとき同時にすべり面上に弾性波が発生し伝播するが、これが地震波動に対応する。

さて、この弾性歪エネルギーを規定する物理量は何か。試料および試験機で構成される loading system（事実上は試験機本体のフレームによって代表される）の弾性歪の大きさと剛性とがそれである。然らば、試料の破断面またはすべり面上でのくいちがいの動特性は何によって支配されるであろうか。これに関係する重要な因子は、すべり面の摩擦特性、loading system の剛性、慣性質量、すべり面に働く垂直応力 (normal stress) などである。今、Fig. 1 の点 1 から点 2 まで応力降下 $\Delta\tau$ （すなわちくいちがい D_0 ）に要する時間を T とすると、 T は地震の震源時間関数の立上り時間に相当する。 T は摩擦の速度特性、loading system の剛性および慣性質量の関数である。これに対し、 $\Delta\tau$ は摩擦の動特性、剛性などの影響も受けるが、垂直応力の効果が顕著である (OHNAKA, 1973 a and

1) この伸びは勿論弾性限界内での伸びである。というのは、試験機が永久歪を生じては試験機としての役割を果し得ないので、弾性限界内に充分おさまるように、もともと目的に応じて材質および柱の太さ等を選んで設計しており、又利用者もその限界内で使用するからである。

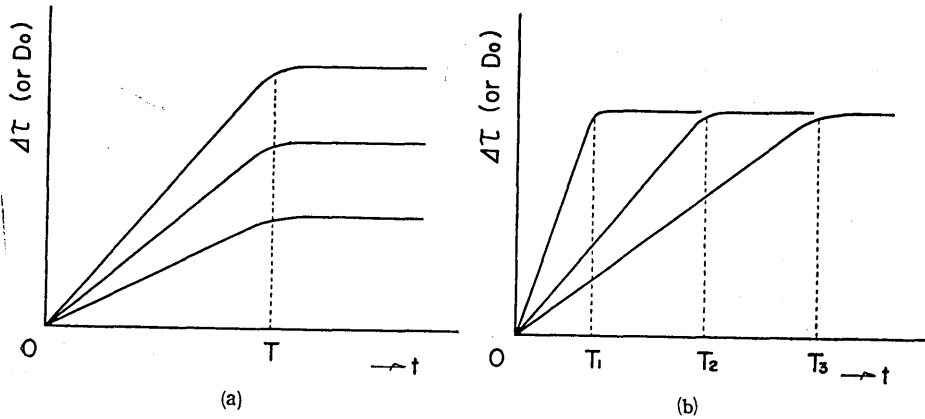
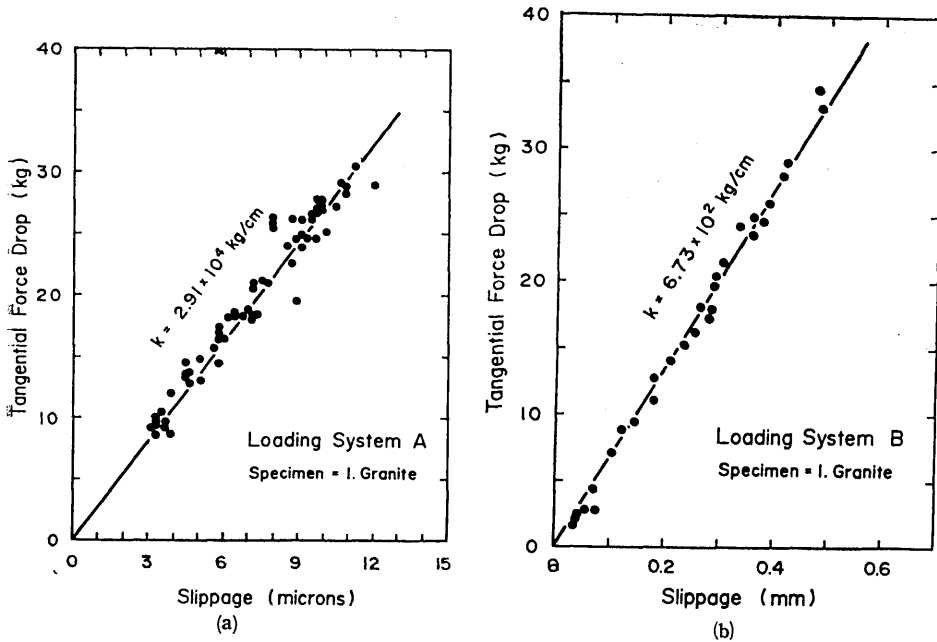


Fig. 3. The fault-slip time function.

Fig. 4. Relation between force drop and slippage. The proportional constant $k = \Delta F/D_0$ yields the elastic stiffness of the loading system.

b). 例えば、垂直応力の増大とともに $\Delta\tau$ は増大するが、 T は関係しない。(慣性質量 / 剛性) の増大とともに T は増大する。摩擦の速度特性については、粘性成分の増大によって T は増大する (OHNAKA, 1973 a and b)。従って、今、他の諸因子が一定で、垂直応力が変化するとすれば、くいちがいの時間関数は Fig. 3 a のようになる。これに対して、垂直応力一定のもとで他の因子が変化するとき、Fig. 3 b に示されているように、 $\Delta\tau$ が一定で T が変化する場合が考えられる。図のどちらの場合も \dot{D} が変化することに変わりはない。

れがその支配因子が異なることに注意されたい。

Fig. 4a および Fig. 4b に、付着すべり実験の場合の ΔF と D_0 との関係が示してある。両者の比例関係は明瞭であり、この比例定数が loading system の剛性を与える (OHNAKA, 1973 b)。ここで注意すべき点は、実験的には、断層が動きはじめる時にかかっている力 F_1 (または応力 τ_1) とくいちがいの大きさとの間に第一義的に重要な関係があるとはいえないことである。例えば、 D_0 は loading system の剛性の影響を受けるが、 F_1 (または τ_1) はそれと無関係である。従って、一般には F_1 (または τ_1) を指定しても D_0 は一意的に決まらない (これに対し、 ΔF と D_0 とは常に比例関係にある)。

以上で、すべりの停止機構として摩擦の役割が基本的に重要であること、応力の解放度 $\Delta\tau/\tau_1$ はすべり面の摩擦特性、loading system の剛性、その他 (垂直応力は $\Delta\tau$ に対してと同様に τ_1 にも影響する。従って、 $\Delta\tau/\tau_1$ に対しては第 1 近似的には無視できるが、高次の影響が残る) によって決まることなども理解されるであろう。

3. 断層モデルと地殻応力の解放

前節の実験事実を実際の地震に適用する場合、室内実験の場合の試験機の剛性に対応するものは何であろうかとの疑問が生ずる。これは、直観的には断層をとり囲む媒質の剛性であることが容易にわかる。然らば、その剛性を如何に定義しうるかが次の問題となるが、これについては OHNAKA (1973 a and b) を参照されたい。ともかく、一たん実際の地震断層をとり囲む媒質の剛性を適切に定義することができれば、実験事実に基づいて、断層面上の摩擦の速度特性それ自体が断層の動きを規制するという、合理的な地震の断層モデルを考えることができる (OHNAKA, 1973 a)。それによれば、簡単な矩形の伝播性断層モデルの場合、震源時間関数は

$$D(t) = D_0 \{1 - e^{-t/\tau} (1 + t/\tau)\} \quad (1)$$

によって与えられる。ただし、

$$\tau = \left(\frac{\pi}{8K}\right) \left(\frac{v}{\beta}\right) \frac{W^2}{\beta} \quad (2)$$

である。ここに K は縦ずれ (dip slip) のとき $(\lambda + \mu)/(\lambda + 2\mu)$ 、横ずれ (strike slip) のとき $1/2$ をとる。 λ, μ は Lamé の定数、 v はくいちがいの伝播速度、 β は横波の速度、 W は断層の幅をあらわす。もし断層が動きだした後、この運動が、断層面上の摩擦の速度特性によって停止する以前に、何らかの障害物が原因で途中で突然停止させられるというようなことが起きなければ、 $\Delta\tau$ と D_0 との間には Hooke の法則によって

2) 一般に、断層面上の摩擦を考慮した場合、動摩擦は立上り時間に関係するが、現実の摩擦特性が、どの地震断層においても事実上同一であると見なし得る場合には、摩擦はもはや個々の地震の立上り時間の支配因子ではあり得ないから、(2)式のように摩擦に関係した因子が定数として扱われ、変数としては見られなくなる。しかし、この時でも摩擦特性が震源時間関数を規定する事実には変りはない。断層毎に摩擦特性が異なる場合には、摩擦に関係した因子は変数として扱わねばならないから、(2)式は使えない。このときは次式 (OHNAKA, 1973 a)

$$T \text{ or } \tau = \{F(p)\}^2 \left(\frac{\pi}{8K}\right) \left(\frac{v}{\beta}\right) \frac{W}{\beta} \quad (A)$$

($F(p)$ は摩擦に関係した関数) を使い、震源時間関数も同引用論文の(4)式を摩擦特性 (つまりパラメタ p の値) に応じて使い分けなければならない。

$$\Delta\tau = \left(\frac{8K}{\pi}\right) \frac{\mu D_0}{W} \quad (3)$$

の関係が成立つ。(2)および(3)式から次式を得る。

$$D_0 = \left(\frac{\Delta\tau}{\mu}\right) \left(\frac{\beta}{v}\right) \beta\tau \quad (4)$$

(1)式を時間微分すると

$$\dot{D}(t) = \left(\frac{D_0}{\tau}\right) \left(\frac{t}{\tau}\right) e^{-t/\tau} \quad (5)$$

(4)を(5)に代入して

$$\dot{D}(t) = \beta \left(\frac{\Delta\tau}{\mu}\right) \left(\frac{\beta}{v}\right) \left(\frac{t}{\tau}\right) e^{-t/\tau} \quad (6)$$

を得る。これが断層面上でのくいちがい速度を与える式である。くいちがいの最大速度 \dot{D}_{\max} は(6)式から簡単に求まる。すなわち

$$\dot{D}_{\max} = \dot{D}(\tau) = \beta \left(\frac{\Delta\tau}{\mu}\right) \left(\frac{\beta}{v}\right) e^{-1} \quad (7)$$

$\beta/v = 1.3 \sim 2.0$ とすると、(7)式は

$$\dot{D}_{\max} = (0.5 \sim 0.7) \left(\frac{\Delta\tau}{\mu}\right) \beta \quad (8)$$

となる。(5)式を時間微分すると加速度が得られる。すなわち、

$$\ddot{D}(t) = \frac{D_0}{\tau^2} e^{-t/\tau} (1 - t/\tau) \quad (9)$$

(4)式および(3)式を使うと

$$\frac{D_0}{\tau^2} = \frac{\beta^2}{D_0} \left(\frac{\Delta\tau}{\mu}\right)^2 \left(\frac{\beta}{v}\right)^2 \quad (10)$$

$$= \left(\frac{8K}{\pi}\right) \left(\frac{\Delta\tau}{\rho W}\right) \left(\frac{\beta}{v}\right)^2 \quad (11)$$

を得る。ここで(11)式を導くに際して $\rho\beta^2 = \mu$ なる関係を使った。 ρ は密度である。最大加速度 \ddot{D}_{\max} は初期加速度 $\ddot{D}(0)$ に一致する。従って、(10)および(11)式は \ddot{D}_{\max} に等しい。 $\beta/v = 1.3 \sim 2.0$ とすると

$$\ddot{D}_{\max} = (1.7 \sim 4.0) \frac{\beta^2}{D_0} \left(\frac{\Delta\tau}{\mu}\right)^2 = (1.7 \sim 4.0) \left(\frac{8K}{\pi}\right) \frac{\Delta\tau}{\rho W} \quad (12)$$

もし断層が動きだした後、(1)式であらわされるような運動が、何らかの原因により、途中 $t=t'$ ($t' < 2.7\tau$) で突然停止させられることがあるとすれば、この時のくいちがいの大きさは

$$D' \equiv D(t') = D_0 \{1 - e^{-t'/\tau} (1 + t'/\tau)\} \quad (13)$$

である。この場合の応力降下量を $\Delta\tau'$ とすれば、Hooke の法則によって

$$\Delta\tau' = \left(\frac{8K}{\pi}\right) \frac{\mu D'}{W} \quad (14)$$

の関係が成立する。(2)、(13)、(14)式から

$$D_0 = \left(\frac{\Delta\tau'}{\mu}\right) \left(\frac{\beta}{v}\right) \beta\tau / \{1 - e^{-t'/\tau} (1 + t'/\tau)\} \quad (15)$$

を得る。くいちがい速度は、(15)を(5)式に代入して

$$\dot{D}(t) = \begin{cases} \left[\beta \left(\frac{4\tau'}{\mu} \right) \left(\frac{\beta}{v} \right) / \{1 - e^{-t'/\tau}\} \right] \left(\frac{t}{\tau} \right) e^{-t'/\tau} & (0 < t < t') \\ 0 & (t' \leq t) \end{cases} \quad (16)$$

となる。従って、最大速度は、 $t' \geq \tau$ なら

$$\dot{D}_{\max} = \dot{D}(\tau) = \beta \left(\frac{4\tau'}{\mu} \right) \left(\frac{\beta}{v} \right) e^{-1} / \{1 - e^{-t'/\tau}\} \quad (17.1)$$

$t' < \tau$ なら

$$\dot{D}_{\max} = \dot{D}(t') = \beta \left(\frac{4\tau'}{\mu} \right) \left(\frac{\beta}{v} \right) \left(\frac{t'}{\tau} \right) e^{-t'/\tau} / \{1 - e^{-t'/\tau}\} \quad (17.2)$$

である。加速度についても同様で、最大加速度は

$$\ddot{D}_{\max} = \frac{\beta^2}{D'} \left(\frac{4\tau'}{\mu} \right)^2 \left(\frac{\beta}{v} \right)^2 / \{1 - e^{-t'/\tau}\} \quad (18)$$

で与えられる。

以上で明らかなように、合理的な前提に立つ限り、くいちがい速度は応力降下量に比例するという関係が常に得られる。これは一般的な関係である。

これに対して、くいちがい速度は断層が動きだす時の応力に比例することが一般的に言えるであろうか。このことの当否は、前節の説明から推察できるであろう。逆に、もしそのことが言えるとするならば、 $\Delta\tau$ は常に τ_1 に比例することになる。実験的には、付着すべりの場合、ある限られた条件下で、近似的に $\Delta\tau \propto \tau_1$ が指摘できる場合があるが、一般的に $\Delta\tau$ と τ_1 の比例関係が成立するとは言えない。破壊の場合、 $\Delta\tau \propto \tau_1$ を主張することは一層困難となる。それ故、ある前提に基いて $\dot{D} \propto \tau_1$ が得られたとしても、それは、用いられた仮定が物理的見地から必ずしも妥当であるとは言えないことを単に示すに過ぎないように思われる。

ともかく、Brune の式 $\dot{D} \sim \beta(\sigma_{\text{eff}}/\mu)$ 又は Ida の式 $\dot{D}_{\max} \sim v(\tau_1/\mu)$ から求まる応力が応力降下量に一致したとしても、そのことが、地震に伴って震源域の地殻応力 (tectonic stress) が完全に解放されたことを何ら意味するものではない。一般に地震波動の解析から震源域の応力そのものを推定することは、極めて困難なことと思われる。

誤解を避けるために付記すると、(8), (12), (17), (18)式は、断層面上の摩擦特性がどの地震断層においても事実上同一であるとみなし得る場合について成立する関係式である。個々の断層毎に摩擦特性が異なる場合には、それぞれの式に摩擦の因子が変数としてあらわれる。従って、摩擦特性が粘性成分を含むか否かによって、又含むとすれば、その含む程度に応じて、 \dot{D} および \ddot{D} は変化する。このことについての詳細は別に報告の予定である。

4. む す び

「地球物理学の結果のように、多様な解釈の可能な分野では、二重三重のあやまりを犯してなお結果がもっともらしい」ということばは安芸 (1967) のことばであるが、我々が注意しなければならないことは、理論を組み立てる際に、あるいは結論を導く際に、途中のプロセスがどんなに正しく、しかも精密を究めようとも、最初的前提となる仮定が物理的にみて受け入れがたいものであれば、結局モデルだけでなく、そのモデルを通じて得られた結果までもが無意味とならざるを得ない場合があるということである。従って、仮定が物理的見地から妥当か否かを絶えず検討する姿勢が望まれるが、このときの判断基準と

して、モデル実験などを含めた広義の実験結果に拠り所を求めなければならない場合が、地震学が物理科学として精密化するにつれて、今後ますます増大するであろう。この意味からも、岩石の破壊や摩擦特性を把握するための室内実験は、一層重要な意義を持つことを強調して、結びとしたい。

謝辞、カリフォルニア工科大学金森博雄教授並びに東京大学物性研究所井田喜明博士には原稿をお読み頂くとともに、御意見をお寄せ頂いた（金森教授は、内容の一部について不同意の旨申し出られた）。金森教授から頂いた書翰及び北海道大学理学部阿部勝征博士との討論は、Brune 流の考え方の理解を深める上で、大変参考になった。東京大学理学部地球物理学教室佐藤良輔助教授、川崎 一朗氏および地震研究所島崎邦彦博士には、Brune のモデルに関連して、議論をして頂いた。以上の諸氏に厚く御礼申し上げる。

文 献

- 安芸敬一, 1967, 表面波による発震機構の研究, 地震 (記念特集号), **20**, 65-68.
- ARCHAMBEAU, C. B., 1968, General theory of elastodynamic source fields, *Rev. Geophys.*, **6**, 241-288.
- BOWDEN, F. P. and D. TABOR, 1954, *The Friction and Lubrication of Solids*, Oxford (日本語訳: 固体の摩擦と潤滑, 曾田範宗訳, 丸善)
- BRUNE, J. N., 1970, Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4997-5009.
- BURRIDGE, R., 1969, The numerical solution of certain integral equations with non-integrable kernels arising in the theory of crack propagation and elastic wave diffraction, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, **265**, 353-381.
- HANSON, M. E., A. R. SANFORD, and R. J. SHAFFER, 1971, A source function for a dynamical bilateral brittle shear fracture, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3375-3383.
- IDA, Y., 1973, The maximum acceleration of seismic ground motion, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **63**, 959-968.
- IDA, Y., and K. AKI, 1972, Seismic source time function of propagating longitudinal-shear cracks, *J. Geophys. Res.*, **77**, 2034-2044.
- 金森博雄, 1972, 新しい地震観, 「現代の地球観」講演会テキスト, pp. 116-132, 日本物理学会.
- KANAMORI, H., 1972, Determination of effective tectonic stress associated with earthquake faulting. The Tottori earthquake of 1943, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **5**, 426-434.
- 金森博雄・安藤雅孝, 1973, 関東大地震の断層モデル, 関東大地震50周年論文集, pp. 89-101, 東京大学地震研究所発行.
- OHNAKA, M., 1973 a, A physical understanding of the earthquake source mechanism, *J. Phys. Earth*, **21**, 39-59.
- OHNAKA, M., 1973 b, Experimental studies of stick-slip and their application to the earthquake source mechanism, *J. Phys. Earth*, **21**, 285-303.
- TRIFUNAC, M. D., 1972, Stress estimates for the San Fernando, California, earthquake of February 9, 1971: Main event and thirteen aftershocks, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **62**, 721-750.

2. *Dynamical Fault Models of an Earthquake and the Release of the Tectonic Stress Associated with Earthquake Faulting.*

By Mitiyasu OHNAKA,
Earthquake Research Institute.

The dynamical source models of an earthquake recently proposed are investigated from the physical viewpoint. Whether the assumptions in the models are made in a physically reasonable manner or not is checked on the basis of the results of laboratory experiments, which are made to find dominant factors controlling the slip process of the fault system involving friction. The reasonable assumptions verified experimentally yield the following expressions for the maximum velocity \dot{D}_{\max} and acceleration \ddot{D}_{\max} of the fault-slip motion ;

$$\dot{D}_{\max} \sim \beta \left(\frac{\Delta\tau}{\mu} \right), \quad \ddot{D}_{\max} \sim \frac{\beta^2}{D_0} \left(\frac{\Delta\tau}{\mu} \right)^2$$

where $\Delta\tau$ is the shear stress drop on the fault plane, D_0 is the dislocation, β is the shear wave velocity, and μ is the rigidity.

It has been concluded by some seismologists that the pre-existing tectonic stress is almost completely relieved on the fault plane for several earthquakes. In this paper, it is described that the conclusion is invalid from the physical viewpoint.