地 震 第 2 輯
第 27 卷 (1974) 370-372 頁

歪エネルギー散逸の 機構と地震波効率

東北大学理学部地球物理学教室

佐 藤 魂 夫

(昭和 49 年 8 月 29 日受理)

Dissipation Mechanism of Strain Energy
Released and Seismic Wave Efficiency

Tamao SATO

Geophysical Institute, Faculty of Science,
Tohoku University

(Received August 29, 1974)

Fig. 4. Radiation pattern of U_ϕ on the yz -plane.

となる ($\cos 2\theta=0$) ことは良く知られている。case II では、この方向でも 0 にならぬことは、P 波の節平面の場合と同じである。4 象限型からのずれは、 u_R に較べてずっと大きい。これは u_ϕ の場合も同じで、S 波には剛性率が直接関与するからであろうが、振幅をも含めて発震機構を議論するときなど、注意を要することである。

これらの影響は、表面波の pattern に対しても当然考えられ、明らかに異なつた媒質の境界面で迂りが生じたと思われるような地震に対しては、この影響も念頭に置いて解析することが必要であろう。

文 献

SATO, R., 1972, Stress Drop for a Finite Fault, J. Phys. Earth, 20, 397-407.

弾性体内に蓄積された歪エネルギーの解放が急激な破壊を伴つて行なわれる場合、解放された歪エネルギーのうちの何パーセントかが、波動エネルギーに変換されて地震波となる。この割合を地震波効率と呼んでいるが、それは破壊のダイナミクスを反映する重要なパラメータである。解放された歪エネルギーのうちで波動エネルギーに変換された部分を除いた残りのエネルギーは、破壊がさまざまな抵抗に打ち勝つて進行するために必要なエネルギーであつて、ここでは散逸エネルギーと呼ぶ。結局、解放された歪エネルギーは、波動エネルギーと散逸エネルギーの和として表わされる。

地震のような破壊では、どのようなエネルギー散逸の機構が考えられるだろうか。地震がすべり破壊に伴つて発生するということが、問題をより複雑にしている。張力破壊の場合、散逸のエネルギーの実体は原子、分子間引力の鎖を切断して新しい自由表面をつくるに必要とするエネルギー、つまり表面エネルギーと呼ばれるものであろう。しかし、すべり破壊においては、たとえ原子、分子間引力がたち切られて新しいすべり破壊面ができたとしても、その破壊面は自由表面とはならず相互に干渉して力を及ぼし合うであろう。つまり摩擦力が働くのである。ここで摩擦力は、原子、分子間引力に起因する凝着力（破壊の先端に作用している原子、分子間引力に比較すればその力はずっと弱い）と、破壊面が滑ら

かでなく凹凸がある場合、この凹凸を塑性変形したり破壊したりする際の抵抗力とが重ね合わさった効果をもっている。このように、すべり破壊では新たな破壊面をつくるために散逸するエネルギーと、その後のすべりに伴う摩擦により散逸するエネルギーのふたつに区別して考えることができる。新しい破壊面は、破壊の先端において微視的な原子間引力の作用がたち切られた時生じるものと定義すれば、表面エネルギーはおおまかに原子間引力 $\sigma_0 \sim 10^{11}$ dyne/cm² と原子間距離 $D_0 \sim 1 \text{ \AA}$ の積、つまり 10^3 erg/cm² の程度と見積ることができる。摩擦力は破壊先端部に作用している原子間引力に比べれば、はるかに小さなものであろう。しかし、破壊面でのすべり量が大きい時、その散逸エネルギーは決して無視できない。かりに平均的な摩擦力が 100 bar/cm^2 で破壊面上で平均したすべり量が 1 m であるとすれば、摩擦で散逸するエネルギーはおおよそ 10^{10} erg/cm² となり分子論的な表面エネルギーより 10^7 倍も大きなものとなる。したがって、破壊のダイナミクスおよび地震波効率を考える際は、破壊面での摩擦の効果をとりいれることが必要不可欠である。

以上の観点からすれば、竹内・菊地 (1972) が破壊成長の様子をしらべるために用いたクラックモデルにおけるエネルギー散逸の機構は、クラック先端での表面エネルギーだけですべり破壊面に当然生ずるはずの摩擦力は考慮されていない。竹内・菊地は、クラックモデルとチリ地震の破壊成長に関する観測事実との比較から、地球物質の表面エネルギーは 10^{10} erg/cm² のオーダーであると結論し、その実体は断層面上に形成されている断層粘土であるとした。さらに竹内 (1974) は、この表面エネルギーの値からチリ地震の地震波効率を 87% とかなり大きな値に推定した。しかし、ここでは先に述べたように摩擦が考慮されていない。摩擦の効果を考えると効率はどうか、できるだけ竹内・菊地 (1972) のクラックモデルにおける破壊成長の理論が使えるように議論を進めてみよう。それには摩擦が破壊面上で一定であると仮定すればよい。竹内・菊地が考えたクラックモデルは初期応力が破壊面上で零に降下する場合であるが、摩擦がある場合は初期応力 σ_1 が破壊面上で摩擦 σ_2 に降下すると考えれば、クラックモデルでの破壊成長の理論を放棄せずして

摩擦の効果をとりいれることができる。この場合、効率 η は明らかに、次のようになる。

$$\eta = \frac{(1/2)(\sigma_1 + \sigma_2)\bar{D}A - \sigma_2 DA - \gamma A}{(1/2)(\sigma_1 + \sigma_2)\bar{D}A} \\ = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \left(1 - \frac{\gamma}{(1/2)(\sigma_1 - \sigma_2)\bar{D}} \right) \quad (1)$$

ここで、 $\bar{D}$ は平均的なすべりの量、 A は破壊面積、 γ は表面エネルギーである。竹内 (1974) によれば、チリ地震では

$$1 - \frac{\gamma}{(1/2)(\sigma_1 - \sigma_2)\bar{D}} \simeq 0.87$$

である。 $\sigma_2 = 0$ の場合はたしかに、 η は 87% と竹内が求めた値に等しくなるが、摩擦を考えた場合 ($\sigma_2 \neq 0$) は η はより小さくなるはずである。かりに応力降下 $\Delta\sigma = (\sigma_1 - \sigma_2) = 50 \text{ bars}$, $\sigma_1 + \sigma_2 = 500 \text{ bars}$ とすれば (1) 式から η は 8.7% ときわめて小さくなる。したがって、竹内が求めた地震波効率が 87% と大きいのは摩擦の影響を考慮しなかつたためである。

なお、(1) 式は SATO and HIRASAWA (1973) が震源モデルとして、「すべり面上における剪断応力が一定」の条件を近似的に満足する、一点から等速度で円形状に拡大するすべりの伝播を考え、そこから放出される地震波の効率を調べた際に得られた結果と形式的に一致している。つまり、SATO and HIRASAWA の震源モデルの地震波効率は次のように表わされる。

$$\eta = \eta_d \cdot \eta_v \quad (2)$$

ここで、 $\eta_d = (\sigma_1 - \sigma_2)/(\sigma_1 + \sigma_2)$ 、 η_v は破壊の伝播速度 v の関数となっており、(1) 式との比較から明らかに物質の表面エネルギーに関連した量である。たとえば、 v が S 波速度の 80% 程度であれば、 $\eta_v = 0.76$ となつている。摩擦のない時 ($\sigma_2 = 0$)、 $\eta_d = 1$ であるから η は 76% となり、竹内 (1974) がチリ地震について推定した効率にほぼ等しい。しかし、摩擦の影響を考慮すると効率は 5~10% ときわめて小さくなることは、先に述べたと同様である。なお、(2) 式で η は断層の長さに関係がない。したがって、かりに η_d と v が地震によらず一定であるならば、効率は地震の大きさによらず一定となる。

ところで、クラックモデルとチリ地震との比較から得られた表面エネルギー 10^{10} erg/cm² が分子論的な表面エネルギー 10^3 erg/cm² に比べ桁はずれに

大きいのはなぜだろうか。竹内・菊地 (1974) は、このくい違いを説明するため 10^{10} erg/cm² は断層粘土の生成に用いられたとしているが、はたして、断層粘土の生成に必要な物質の粒子化は破壊の先端部分で行なわれているのだろうか。クラックモデルには粒子の生成される過程についてはなんの説明もない。新しい破壊面ができた瞬間に、物理的にはなぜかわからないが物質は粒子化されているのである。

むしろ物質の粒子化は、すべり破壊面での摩擦の結果と考えられまいだろうか。破壊面は巨視的にみれば平面的であろうが、こまかにみれば物質の組織的不均一性その他の影響により多少ジグザグしながら成長しているであろう。そのため、すべり破壊面には凹凸が生ずる。すべり面は面に垂直な圧縮力の作用を受けているから、破壊がなおも成長するためには凹凸を塑性変形したり破壊したり傷つけたりして抵抗を除去しなければならない。この過程により、破壊面の物質の粒子化が進行すると考えるほうがもつともらしい。単位面積あたりの摩擦量はすべり量に比例して増大し、すべり量は破壊面の代表的な長さ L に比例するので、結局、摩擦で散逸するエネルギーは全体として L^3 に比例する。

このように、すべり破壊のダイナミクスを研究する際は、破壊の先端でのエネルギー散逸を考えるだけでは不十分で、すべり面上での摩擦も考慮することが必要であろう。事実、IDA (1973) はすべりの摩擦動特性が破壊の成長機構に支配的な影響を及ぼすことを示している。

上に述べた考察にあたって、東北大学鈴木次郎教授、ならびに平沢朋郎助教授からはいろいろ有益な助言をいただいた。ここに記して謝意を表したい。

文 献

- IDA, Y., 1973, Stress Concentration and Unsteady Propagation of Longitudinal Shear Cracks, *J. Geophys. Res.*, **78**, 3418-3429.
 SATO, T., and T. HIRASAWA, 1973, Body Wave Spectra from Propagating Shear Cracks, *J. Phys. Earth*, **21**, 415-431.
 竹内 均, 1974, 地震波の効率と地震のマグニチュード, *地震*, **27**, 85-87.
 竹内 均・菊地正幸, 1972, コンピューターによる地震のシミュレーション, *科学*, **42**, 492-497.

地 震 第 2 輯
 第 27 卷 (1974) 372-376 頁

モホ不連続面で反射・屈折された地震波

東京大学理学部地球物理学教室

川 崎 一 朗

(昭和 49 年 8 月 31 日受理)

Synthesis of the Seismic Waves Reflected and Refracted at the Mohorovičić Discontinuity

Ichiro KAWASAKI

Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.

(Received August 31, 1974)

§ 1. はじめに

MARUYAMA (1963), HASKELL (1964, 1969), SATO (1969) 等が、無限媒質中にある断層から出る地震波の理論式を導びいて以来、理論波形と近距離における観測波形との比較に基づく震源過程の研究が、多くの研究者によつて盛んに進められている。このような研究を進める上で、地表とか、モホ不連続面などの境界が、地震波の波形にどのような影響を及ぼしているかが大きな問題点である。しかし、そのような境界条件を厳密に満足している理論波形を計算することは容易ではない。そこで、多くの場合、もつとも簡単な近似方法として、地表の影響だけを問題にし、その補正としては、単に地震波の振幅を 2 倍にしてすませる。このような方法は、Haskell 法といわれている。

川崎他 (1972), KAWASAKI *et al.* (1973), SATO (1972) は、半無限媒質中に断層がある場合の地震波の理論式を導びき、地表が存在する時の地震波の特性を詳しく論じている。地表の影響については、充分ではないが、かなりわかりつつあるといつてよいであろう。では、地表の次に大きな境界条件であるモホ不連続面が、地震波に与える影響についてはどうであろうか。

§ 2. 長周期の観測波形

Fig. 1 で Observed として示されているのは、