

岩石摩耗の特性について (次元解析の応用)

An application of dimension analysis to the characterization of rock wearing

長濱裕幸*・中村教博**

Hiroyuki Nagahama* and Norihiro Nakamura**

Abstract: The wear rate law of rocks is examined by using the method of dimensional analysis (Pi-theorem), in order to get the information of the fault gouge generation during the frictional sliding of simulated faults in rocks. Here we present a new wear rate law of rocks and discuss the stress-level during the natural faulting by extrapolating this law. This new law predicts that fault gouge zone should thicken with depth.

1. はじめに

実験室内における岩石摩耗と地殻での断層に伴う岩石摩耗とは、空間的スケールに大きな差がある。そのため岩石の変形実験の結果を天然に適用するまえに、両者の違いが摩耗現象に与える影響を明らかにするスケールリング則を確立する必要がある。Holm (1946)は乾燥摩耗量が垂直応力と摩耗距離に比例し、材料の硬さに反比例するという法則を提示して以来、多くの研究者によって金属材料などの摩耗法則が提出されてきた (Bruwell and Srang, 1952; Bruwell, 1957, 1958; 曾田・青木, 1959; 海老原・林, 1959; 諸橋ほか, 1973a, 1973b; Queener *et al.*, 1965; Rabinowicz, 1965)。これに対して、岩石についての摩耗法則はまだ確立されておらず、Scholz (1987)や Power *et al.* (1988)によって、

Holm (1946)の法則と同様な岩石の摩耗法則が理論的に導びかれているのみである。しかし、この岩石の摩耗法則と Yoshioka (1985, 1986)の岩石摩耗の実験的データとの相関性が極めて悪いことが、Scholz (1987)が提出した岩石摩耗法則の欠点の1つである。そこで、筆者らはこれまでに行われた岩石摩耗実験の結果を再整理し、次元解析に基づいて新しい岩石の摩耗法則を確立することをここで試みた。なお、小論についての詳しい論説は、Nagahama and Nakamura (accepted)を参照されたい。

2. 次元解析 (Pi 定理)

物理量が次元を持つために、物理量の間の関係式は当然ある種の制約を受ける。たとえば、二つの物理量の大小を物理的に論ずる際には、

1993年1月10日受付。1993年5月28日受理。

*静岡大学理学部地球科学。

Institute of Geosciences, School of Science, Shizuoka University, Oya, Shizuoka 422, Japan.

**東北大学理学部地圏環境科学。

Department of Geoenvironmental Science, Faculty of Science, Tohoku University, Sendai 980, Japan.

両方の物理量の次元を等しくしなければならない。次元解析とは、このような制約を最大限に利用して物理学の問題を解こうとするものである (Buckingham, 1914; Bridgman, 1931; 堀, 1939a, 1939b; Langhaar, 1951; Birkoff, 1960; 嶋本, 1972)。

Pi 定理：いま次元定数を含む n 個の物理量 A_1, A_2, \dots, A_n の間に

$$f(A_1, A_2, \dots, A_n) = 0 \quad (1)$$

の関係があり、これは基本単位すなわち 1 次量の大きさを如何に変えようとも、その関数関係はその形を変化させないような形の方程式であるとする。このような方程式を完全(物理)方程式と呼ぶ。これらの物理量を構成する一次の量(基本単位)が m 個であれば、上の式は

$$\phi(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-m}) = 0 \quad (2)$$

の形に導かれる。ただし π_1, π_2, \dots は $n-m$ 個の無次元積であって、変数 A_1, A_2, \dots, A_n から成る互いに独立のものである。

次元解析ではこの Pi 定理がもっとも重要な役目を果たしている。Pi 定理は、Buckingham (1914) によって初めて提唱され、後に Bridgman (1931), 堀 (1939a, 1939b), Langhaar (1951), Birkoff (1960) 等によって厳密な証明が与えられると共に、数多くの例によってこの定理の有用性が示されてきた。地球科学の分野においても次元解析の重要性が指摘されるとともに(高橋, 1938; Hubber, 1937; Sherman, 1984), Pi 定理の有用性が示されている(太田・会田, 1962; 嶋本, 1972; Shimamoto, 1974, 1975; 植村, 1986)。

日本でも多くの文献や書物によってこの定理が紹介されてきたが(堀, 1943; 抜山, 1955; 本間・春日屋, 1956; 渡部, 1958; 江守, 1973), 多くの場合その定理の証明のされかたや紹介のされかたに誤りがあった。そこで、ここではまず堀(1943), 抜山(1955), 本間・春日屋(1956)や渡部(1958)の記述にならって、簡単に Pi 定理の証明から話を進めることにする。

3. Pi 定理の証明

式(1)の中に含まれる一次量(基本単位)を m_1, m_2, \dots, m_m とすると、無次元定数を省略して次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= m_1^{\alpha_1} m_2^{\alpha_2} \dots m_m^{\alpha_m} \\ A_2 &= m_1^{\beta_1} m_2^{\beta_2} \dots m_m^{\beta_m} \\ \dots\dots\dots \\ A_n &= m_1^{\nu_1} m_2^{\nu_2} \dots m_m^{\nu_m} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式(1)は完全方程式であるから単位を変えても成り立たねばならない。そこで各一次量の単位を変えて、それぞれ $x_1 m_1, x_2 m_2, \dots, x_m m_m$ とすると、 n 個の物理量は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{A}_1 &= x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_m^{\alpha_m} A_1 = \xi_{\alpha} A_1 \\ \bar{A}_2 &= x_1^{\beta_1} x_2^{\beta_2} \dots x_m^{\beta_m} A_2 = \xi_{\beta} A_2 \\ \dots\dots\dots \\ \bar{A}_n &= x_1^{\nu_1} x_2^{\nu_2} \dots x_m^{\nu_m} A_n = \xi_{\nu} A_n \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

これらを式(1)の A_1, A_2, \dots, A_n の代わりに代入した式も成り立つから

$$f(\bar{A}_1, \bar{A}_2, \dots, \bar{A}_n) = 0$$

または

$$f(\xi_{\alpha} A_1, \xi_{\beta} A_2, \dots, \xi_{\nu} A_n) = 0 \quad (5)$$

となる。この式は x_1, x_2, \dots, x_m の任意の値に対して成立しなくてはならない。したがって、この式を x_1 で偏微分して $x_1 = x_2 = \dots = x_m = 1$ とおくと、次の方程式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 A_1 \frac{\partial f}{\partial A_1} + \beta_1 A_2 \frac{\partial f}{\partial A_2} + \dots + \nu_1 A_n \frac{\partial f}{\partial A_n} &= 0 \\ \alpha_2 A_1 \frac{\partial f}{\partial A_1} + \beta_2 A_2 \frac{\partial f}{\partial A_2} + \dots + \nu_2 A_n \frac{\partial f}{\partial A_n} &= 0 \\ \dots\dots\dots \\ \alpha_m A_1 \frac{\partial f}{\partial A_1} + \beta_m A_2 \frac{\partial f}{\partial A_2} + \dots + \nu_m A_n \frac{\partial f}{\partial A_n} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

連立方程式(6)の中の最初の方程式を考えるとして、

$$A_1=B_1^{a_1}, A_2=B_2^{b_1}, \dots, A_n=B_n^{v_1}$$

という新しい独立変数を導入してみると、この方程式は、つぎのようになる。

$$B_1 \frac{\partial f}{\partial B_1} + B_2 \frac{\partial f}{\partial B_2} + \dots + B_n \frac{\partial f}{\partial B_n} = 0 \quad (7)$$

式(7)は Euler の定理の特別な場合であって、この解はよく知られているように、変数 B_1, B_2, \dots についての零次の最も一般的な同時関数である。零次の同次関数というのは、ある特定の定数をすべての変数に一様にかけても、その値が変わらない関数のことである。したがって同次関数の変数は、 B_1, B_2, \dots が任意の因数を一様にかけても、その値が変わらないように組み合わせさせたものでなければならない。各変数に同一の任意の因数をかけた時その結果が変わらないことが要求されるのであるから、式(7)の解は変数 B_1, B_2, \dots 等の冪の積の形であることがわかる。このように、この式の解が冪の積のある関数形であるとする、この場合 B_1, B_2, \dots の指数の総和は零でなければならないことがわかる。すなわち冪の積の形を

$$f=B_1^{a_1} B_2^{b_1} \dots B_n^{n_1}$$

とすると、これに任意の因子 λ をかけたものは、

$$f=(\lambda B_1)^{a_1} (\lambda B_2)^{b_1} \dots (\lambda B_n)^{n_1} \\ = \lambda^{a_1+b_1+\dots+n_1} B_1^{a_1} B_2^{b_1} \dots B_n^{n_1}$$

となり、結果が変わらないためには、

$$a_1+b_1+\dots+n_1=0 \quad (8)$$

となる。そこで変数 B_1, B_2, \dots を変数 A_1, A_2, \dots で表すと上の積は

$$f=A_1^{a_1/a_1} A_2^{b_1/\beta_1} \dots A_n^{n_1/v_1}$$

の形の積となり、式(6)の第一番目の式の解としては n 個はといった関数になるはずである。しかしながら、この場合、 n 個の量 a_1, b_1, \dots に対して 1 つの条件式(8)があるのであるから、上の形をした独立積は $(n-1)$ 個になることがわかる。言い換えると、式(6)の第 1 番目の式の

解は、 $(n-1)$ 個の独立変数の積の関数の形になることがわかる。

つぎに独立積 f 中の一次量(基本単位) m_1 の次元を考えてみよう。 A_1 中の m_1 の次元は a_1 であるから $A_1^{a_1/a_1}$ 中の m_1 の次元は a_1 である。同様に $A_2^{b_1/\beta_1}$ 中の m_1 の次元は b_1 である。したがって、これらの指数は $a_1+b_1+\dots+n_1=0$ なる条件を満足するから、独立変数 f 中の一次量(基本単位) m_1 の次元は無次元であることがわかる。すなわち式(6)の解の形は、式(6)の第 1 番目の式からは、 m_1 について無次元の $(n-1)$ 個の独立積の関数になるということが言える。

連立方程式(6)の第 2 番目の式も、第 1 番目のものと全く同一な独立変数を有しているから、独立無次元積中の m_2 の次元が無次元となる条件が付加される。この付加条件により、この独立無次元積の数は $(n-1)$ 個から $(n-2)$ 個に減ることになる。

同様にして連立方程式(6)の残りの式からも積が m_3, m_4, \dots について無次元という条件が得られる。このことから、独立積は m 個の全一次量(基本単位)において無次元にならねばならないことがわかる。またこの時、この独立積の数は $(n-m)$ 個に減じてくる。

以上のことからつぎの定理が得られる。方程式 $f(A_1, A_2, A_3, \dots) = 0$ が完全(物理)方程式であるとする、その解は式(2)の形で表される。式(2)は任意の 1 つの積について解くこともできるから、

$$A_1=A_2^{\vartheta_1} A_3^{\vartheta_2} \dots \phi(\pi_2, \pi_3, \dots) \quad (9)$$

の形にも表せる。但し、 $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots$ は、 $A_1/A_2^{\vartheta_1} A_3^{\vartheta_2} \dots$ が無次元であるような条件を満足する指数である。

4. 次元解析の応用例

この章では次元解析の応用例として、各種の粉末層(例えば、うどん粉層)に変形を与えた際の割れ目の平均間隔について考察してみよう。次元解析に基づく粉末層の割れ目解析に関する研究は高橋(1938)によって既に報告されている。今割れ目と割れ目の間の平均間隔を λ 、紛

層の厚さを d , 粉の見かけの密度を ρ , 粉の粘着力(引張強度)を F_s , 重力の加速度を g とすると

- (1) λ は d が大きくなると共に大きくなる.
 - (2) λ は F_s が大きくなると共に大きくなる.
 - (3) λ は ρ が大きくなると共に小さくなる.
- そしてこの3つのものが λ を決定する最も大きな因子であることを実験的に確かめた. そこで, λ が d, F_s, ρ および g の4つの因子で定まると考え次元解析の応用をおこなってみよう.

λ, d, F_s, ρ および g の5つの物理量の間の関係が

$$f(\lambda, d, F_s, \rho, g) = 0$$

であるとする. 今5つの物理量を基本単位 L, M, T で表すと Table 1 のようになる. この関係式に対する次元マトリックスは

	λ	d	F_s	ρ	g
L	1	1	-1	-3	1
M	0	0	1	1	0
T	0	0	2	0	2

となり, このマトリックスのランクは3である. したがって, 無次元積の数は2個になる. 求める2つの無次元積は $\pi_1 = \lambda/d, \pi_2 = F_s/(\rho g d)$ であるから, 求める関数形は次の形でなければならない.

$$\phi_1\left(\frac{\lambda}{d}, \frac{F_s}{\rho g d}\right) = 0$$

さらに, λ/d は

$$\frac{\lambda}{d} = \phi_2\left(\frac{F_s}{\rho g d}\right)$$

で表すことができる.

高橋(1938)は関数 ϕ_2 を近似的に求める例として, 粉層を載せた薄板を撓曲することによって割れ目をつくる場合に, 各ブロックの中央表面付近の点において粉層ブロックに働く重力による偶力と許容最大張力による偶力とが釣り合っているという条件から次の理論式を導いた.

$$\frac{\lambda}{d} = 2 \sqrt{\frac{F_s}{\rho g d}}$$

さらに彼は粉層の変形実験から実験式

$$\frac{\lambda}{d} = 1.6 \sqrt{\frac{F_s}{\rho g d}}$$

を導いている. 次元解析より求めた ϕ_2 関数形はこれらの式を満足している. また, 高橋(1938)がこの相似則を考慮にいれて地殻ブロックの大きさ等に関し定量的な論議を進めたことは大変興味深いものであり, この例からも Pi 定理の有用性が伺われるであろう.

Table 1 Physical quantities of the fracture system in a layer of wheat flour ("udonko").

Name of quantity	Symbol	Dimension
Average distance between successive fractures	λ	L
Thickness of the wheat flour layer	d	L
Cohesion of the wheat flour layer	F_s	$L^{-1}MT^{-2}$
Density of the wheat flour	ρ	$L^{-3}M$
Acceleration of gravity	g	LT^{-2}

5. 岩石摩耗への次元解析の応用

海老原・林(1959)は既に次元解析を応用し、金属の摩耗法則をPi定理から導いている。ここでは岩石の断層運動に伴う断層破砕物の形成過程を明らかにするため、Pi定理からいろいろな岩石の摩耗法則を導くことを試みよう。

今ここで岩石の摩耗過程を考えてみよう。まずはじめに必要なことは岩石の摩耗過程を支配する因子(物理量)を数え上げることである。岩石の摩耗過程を記述する8つの物理量を基本単位L, M, T, Θ で表すとTable 2のように表される。これらの間の関係が完全方程式

$$f(t, d, v, v_s, \sigma, H, H_s, \theta, \theta_s) = 0 \quad (10)$$

で表されるとする。このとき、この関係式に対する次元マトリックスは

	<i>t</i>	<i>d</i>	<i>v</i>	<i>v_s</i>	σ	<i>H</i>	<i>H_s</i>	θ	θ_s
<i>L</i>	1	1	1	1	-1	-1	-1	0	0
<i>M</i>	0	0	0	0	1	1	1	0	0
<i>T</i>	0	0	-1	-1	-2	-2	-2	0	0
Θ	0	0	0	0	0	0	0	1	1

になって、このマトリックスのランクは4である。したがって、無次元積の数は5(=9-4)個になる。求める5つの無次元積は $\pi_1 = t/d$, $\pi_2 = v/v_s$, $\pi_3 = \sigma/H$, $\pi_4 = H/H_s$, $\pi_5 = \theta/\theta_s$ であるから、求める関数形は次の形でなければならない。

$$\phi_1 \left(\frac{t}{d}, \frac{v}{v_s}, \frac{\sigma}{H}, \frac{H}{H_s}, \frac{\theta}{\theta_s} \right) = 0 \quad (11)$$

ここで同一実験条件で同一試料を用いた場合、

Table 2 Physical quantities related to the wear process in the frictional sliding of rocks.

Name of quantity	Symbol	Dimension
Thickness of gouge	<i>t</i>	<i>L</i>
Sliding distance	<i>d</i>	<i>L</i>
Sliding velocity	<i>v</i>	<i>LT</i> ⁻¹
Reference sliding velocity*	<i>v_s</i>	<i>LT</i> ⁻¹
Normal stress	σ	<i>L</i> ⁻¹ <i>MT</i> ⁻²
Hardness of frictional surface at the sliding velocity <i>v</i>	<i>H</i>	<i>L</i> ⁻¹ <i>MT</i> ⁻²
Hardness of frictional surface at the reference sliding velocity <i>v_s</i>	<i>H_s</i>	<i>L</i> ⁻¹ <i>MT</i> ⁻²
Temperature of frictional surface at the sliding velocity <i>v</i>	θ	Θ
Temperature of frictional surface at the reference sliding velocity <i>v_s</i>	θ_s	Θ

*:Reference sliding velocity is defined by the sliding velocity at melting temperature of frictional surface.

$\pi_2 = v/v_s$, $\pi_4 = H/H_s$, $\pi_5 = \theta/\theta_s$ はほぼ一定と見なされる。したがって、式(11)は

$$\phi_2 \left(\frac{t}{d} \cdot \frac{\sigma}{H} \right) = 0 \quad (12)$$

の形に単純化することができる。このとき、 t/d は

$$\frac{t}{d} = \phi_3 \left(\frac{\sigma}{H} \right) \quad (13)$$

の形で書き表される。

次元解析の援用では ϕ_3 について情報はなにも得られない。しかし、金属学における Holm (1946) の法則や Scholz (1987) の岩石についての理論的な摩耗法則は次式

$$\frac{t}{d} = K \frac{\sigma}{H} = K_H \sigma \quad (14)$$

よって表されている。但し、 K や K_H は定数を示す。式(13)は式(14)を充分満足している。このことからこの定理の有用性が明かとなるであろう。

6. 岩石摩耗実験データとの比較

この章ではこれまで得られた岩石摩耗実験のデータから ϕ_3 の関数形の決定をおこない、新しい岩石の摩耗法則を確立することにする。

Yoshioka (1985, 1986) は同軸剪断試験機を用いて、岩石の摩耗実験を行った。実験条件は $10 \times 10 \times 20 \text{ cm}^3$ の岩石試料を用いて、垂直応力 $7 \sim 110 \text{ MPa}$ 剪断応力 $2 \sim 70 \text{ MPa}$ の範囲で摩擦係

数 0.6 程度でおこなわれた。実験に用いられた岩石試料の密度、porosity、強度についてのデータは Table 3 に示す。これらの実験結果によると、銚子砂岩の摩耗速度は応力の増加に伴い線形に増加するのに対して真壁花崗岩のそれは非線形に増加した (Fig. 1, 2)。これらの摩耗速度 (t/d) と垂直応力 (σ) や剪断応力 (τ) との間の一般的な関係は

$$\frac{t}{d} = C_\sigma \sigma^{m_\sigma} \quad (15)$$

$$\frac{t}{d} = C_\tau \tau^{m_\tau} \quad (16)$$

で表される。但し、 C_σ , C_τ , m_σ と m_τ はそれぞれ定数を表す (Table 4)。式(15)は式(13)の特殊形として見なすことができ、 ϕ_3 の関数形を正確に決定している。また、垂直応力 (σ) と剪断応力 (τ) とはほぼ比例関係にあることを考慮することにより、式(16)は式(15)と等価な式であることがわかる。

7. 議論および結論

我々は次元解析の援用から摩耗速度 (t/d) と垂直応力 (σ) や剪断応力 (τ) との間の関係式を得るとともに、岩石摩耗実験のデータからその正確な関数形を決定した。この関係式はこれまでにおこなわれてきた岩石の摩耗実験からは報告されていなかったが、摩耗工学 (トライボロジー) の分野では既に金属などの摩耗実験から類似の関係式が得れていた (曾田・青木, 1959; 諸橋ほか, 1973a, 1973b)。ここで用いられ

Table 3 Mechanical properties of rock samples (Data from Yoshioka, 1985).

	Density		Porosity (%)	Strength (MPa)	
	dry	wet		Comp.*	Ten.**
Sandstone	2.31	2.43	12.3 ± 0.7	65	3.6
Granite	2.65	2.67	0.75 ± 0.09	150	6.1

* Uni-axial compressive strength. ** Tensile strength measured by Brazilian test.

た次元解析の方法はScholz (1987)のようなある特別な物理的モデルに依存したものではないのが特徴である。

Scholz (1987)はYoshioka (1985, 1986)の岩石摩耗実験の結果から線形な摩耗法則を導いている。このときScholz (1987)は垂直応力の増加に伴って摩耗速度(t/d)が増加することと天然の摩耗速度(t/d)がおよそ 10^{-2} 程度であることを指摘し、この線形な摩耗法則から断層破砕物形成時の垂直応力(σ)を300~800MPaと見

積った。そして彼はこの見積もりがかなり高めの値を示していることを指摘したが、その理由についてはなにも考察しなかった。今回我々が求めた摩耗法則を直接天然断層の摩耗速度(10^{-2} 程度, Fig. 3)に外挿した場合、垂直応力はおよそ100MPaで、剪断応力もおよそ100MPaと見積られた。この値はScholz (1987)の見積よりも低い値を示した。この違いはYoshioka (1985, 1986)の岩石摩耗実験データに対する解析法の差(線形回帰か非線形回帰の

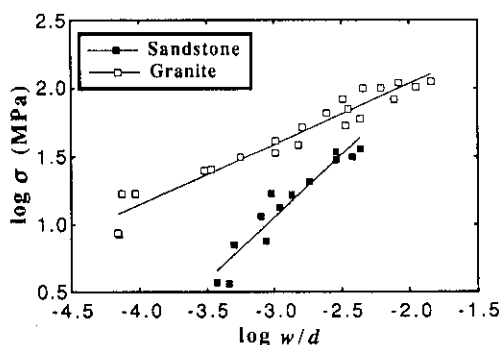


Fig. 1 Gouge wear rate determined in friction-sliding experiments on sandstone and granite (Data from Yoshioka, 1985). The regression lines fitted to the data for sandstones and for granites by the method of least squares are defined by $\sigma = 6.9 \times 10^3 (t/d)^{0.93}$ and $\sigma = 8.3 \times 10^2 (t/d)^{0.44}$ where t/d is the wear rate and σ is the normal stress in MPa. Solid square is Choshi sandstone; Open square is Makabe granite.

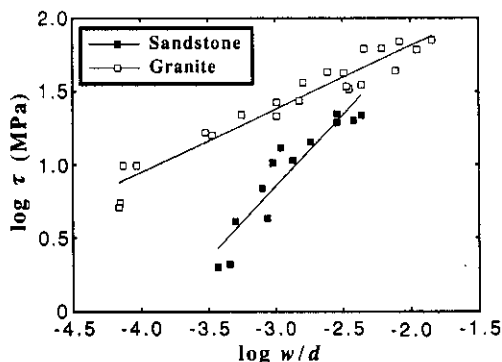


Fig. 2 Gouge wear rate determined in friction-sliding experiments on sandstone and granite (Data from Yoshioka, 1985). The regression lines fitted to the data for sandstones and for granites by the method of least squares are defined by $\tau = 6.1 \times 10^3 (t/d)^{0.98}$ and $\tau = 4.8 \times 10^2 (t/d)^{0.43}$ where t/d is the wear rate and τ is the shear stress in MPa. Solid square is Choshi sandstone; Open square is Makabe granite.

Table 4 Parameters of the wear law of rock samples.

Parameters	Sandstone	Granite
C_σ	7.4×10^{-5}	2.32×10^{-7}
C_τ	1.38×10^{-4}	5.80×10^{-7}
m_σ	1.08	2.27
m_τ	1.02	2.33

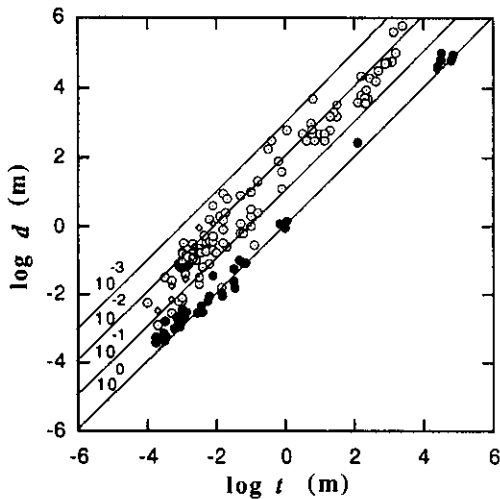


Fig. 3 Log-log plot of thickness (t) vs. displacement (d) for brittle shear zones (gouge zones; \circ), ductile shear zones (mylonite zones; \bullet) and pseudotachylites; \diamond . Lines with 45° slopes give constant t/d ratios (after 中村・長濱, 1992).

差)に基づいている。このように我々は岩石の新しい摩耗法則から地殻の応力値を定量的に見積る方法を見つけだすことができた。しかし、天然の摩耗速度(t/d)の見積りや天然の断層形成の物理条件における摩耗法則の修正の必要性等に問題がまだ残っていると思われるので、この応力の見積りに対する議論は今後の研究に待たねばならないであろう。

垂直応力の増大に伴ってつまり断層形成深度の増加に伴って(深度に伴う単純な垂直応力の増大の仮定)、平均的な断層破砕物の厚さは増加していくことが式(15)より明らかとなる。このことはScholz (1987)によっても同様に指摘されていることではあるが、厚さの増加は非線形的に増加していく点でScholz (1987)とは異なっている。Scholz (1987)と今回得られた結果は深度に伴って断層破砕物の厚さが薄くなるという報告(Anderson *et al.*, 1983)と異なっている。この違いは深さに伴う応力分布や岩石の強度分布の違いによると考えられる。

この研究では断層面(摩擦面)での温度による摩耗速度の変化について何も触れなかった。し

かし、シュードタキライトの形成問題にからめて、この点について考慮しなくてはならない。温度と摩耗速度との関係についても現在研究中であり、この点について実験的にも詳細な解析を今後おこなっていく必要があるであろう。詳細な岩石の摩耗実験を現在おこなっており、その結果については今後別な機会に報告していく予定である。

謝辞: 東京大学地震研究所の嶋本助教授には、粗稿を読んでいただくとともに貴重なコメントをいただきました。ここに記して感謝の意を表わします。

文 献

- Anderson, J. L., Osborne, R.H., and Palmer, D.F., 1983, Cataclastic rock of the San Gabriel fault: An expression of deformation at deeper crustal level in the San Andreas fault zone. *Tectonophysics*, v.98, 209-251.
- Birkhoff, G., 1960, *Hydrodynamics*, revised ed., Princeton Univ. Press.
- Bridgman, P.W., 1931, *Dimension analysis* (2nd ed.). Yale Univ. Press, New Haven, Conn.
- Buckingham, E., 1914, On physically similar systems; Illustrations of the use of dimensional equations. *Phys. Rev.*, v.4, 345-376.
- Bruwell, J. T., 1957, Survey of possible wear mechanisms. *Wear*, v.1, 119-141.
- Bruwell, J. T., 1958, Wear of metals. *Wear*, v.1, 317-332.
- Bruwell, J. T. and Srang, C. D., 1952, On the empirical wear of adhesive wear. *J. Appl. Phys.*, v.23, 18-28.
- 海老原敬吉・林 国一, 1959, 乾燥摩耗の特性について(次元解析の応用). 日本機会学会論文集(第4部), v.25, 458-464.
- 江守一郎, 1973, 模型実験の理論と応用. 技報

- 堂出版, 東京.
- Holm, R., 1946, Electric contacts. H. Gebers Fralag, Stockholm.
- 本間 仁・春日屋伸昌, 1956, 次元解析・最小 2 乗法と実験式, コロナ社, 東京.
- 堀 武男 (訳), 1943, 次元解析論 (ed. by Bridgman, P.W). コロナ社, 東京.
- 堀 義路, 1939a, 相似原理の應用に就いて (I). 応用物理, v.8, 141-143.
- 堀 義路, 1939b, 相似原理の應用に就いて (II). 応用物理, v.8, 169-172.
- Hubber, K., 1937, Theory of scale models as applied to the study of geological structures. Bull. Geol. Soc. Am., v.48, 1459-1520.
- Langhaar, H. L., 1951, Dimension analysis and theory of models, Wiley, New York.
- 諸橋昭一・加藤 忍・沢島 恭・八嶋三郎, 1973a, 同体摩擦による超微粉体の生成. 粉体工学研究会誌, v.10, 316-323.
- 諸橋昭一・沢島 恭・八嶋三郎, 1973b, 同体摩擦による超微粉体の生成に及ぼす操作条件の影響. 材料, v.22, 689-692.
- Nagahama, H. and Nakamura, N., (accepted) Application of the Pi-theorem to the wear rate of gouge formation in frictional sliding of rocks. PAGEOPH.
- 中村教博・長濱裕幸, 1992, 剪断帯の幅と移動量について. 日本地質学会第99年学術大会(熊本)講演要旨, 364.
- 抜山大三, 1955, 次元解析の理論と応用. 共立出版, 東京.
- 太田 裕・会田洋子, 1962, 地質構造のモデル化方法について (I). 地球科学, v.63, 19-24.
- Power, W.L., Tullis, T.E. and Week, J.D., 1988, Roughness and wear during brittle faulting. J. Geophys. Res. v.93, 15268-16278.
- Queener, C. A., Smith, T. C. and Mitchell, W. L., 1965, Transient wear of machine parts. Wear, v.8, 391-400.
- Rabinowicz, E., 1965, Friction and wear of materials. John Wiley and Sons, Inc. New York.
- Scholz, C. H., 1987, Wear and gouge formation in brittle faulting, Geology, v.15, 493-495.
- Sherman, S. I., 1984, Physical experiment in tectonics and the theory of similarity, Theory and Geophysics. No. 3, 8-18 (in Russian).
- 嶋本利彦, 1972, 構造地質における次元解析. 構造地質研究会誌, no.13, 18.
- Shimamoto, T., 1974, Application of Pi-theorem to the similarity criteria of slow deformation of inhomogeneous viscous fluids. Tectonophysics, v.22, 253-263.
- Shimamoto, T., 1975, The finite element analysis of the deformation of a viscous spherical body embedded in a viscous medium. Jour. Geol. Soc. Japan, v.81, 255-267.
- 曾田範宗・青木 朗, 1959, 金属の微動摩耗について(第2報, 摩耗機構の解析). 日本機学会論文集(第4部), v.25, 1005-1010.
- 植村 武, 1986, 構造地質学における2つの禁制. 北村 信教授記念論文集, 587-594.
- 高橋浩一郎, 1938, 粉末物質の一性質, 割目の一特性, 及びその地球物理学に於ける応用に就いて. 気象集誌(第二輯), v.26, 451-455.
- Yoshioka, N., 1985, Temperature measurement during frictional sliding of rocks. J. Phys. Earth, v.33, 295-322.
- Yoshioka, N., 1986, Fracture energy and the variation of gouge and surface roughness during frictional sliding of rocks. J. Phys. Earth, v.34, 335-355.
- 渡部一郎, 1958, 次元解析, 技報堂全書, 東京.