

# 岩石破壊実験からみた地震現象

—— 地震から微小破壊まで成立する統計的法則 ——

京都大学理学部地球物理教室 平 田 隆 幸

(1986年7月 受付)

## 1. はじめに

地殻は、多数の断層・ジョイントを含んだ不均一構造をしている。地殻にテクトニックなストレスがかかると、断層・ジョイントなどが応力集中源となって破壊が生じ、地震が発生すると考えられる。この観点にたつと、地震は、応力集中源としてのクラックをふくむ複合物質(たとえば岩石、セラミックス)の微小破壊と多くの共通点をもつことが期待される。実際に、岩石の破壊において、地震から実験室での微小破壊に至るまでに共通する統計的法則が存在している。以下に、その例を挙げる。

地震の発生規模と頻度の関係は、Gutenberg-Richterの統計式によってよく記述されることが知られている。Mogi (1962)は、地震において成立している Gutenberg-Richter 式が微小破壊においても成立していることを示した。また、統計的に取り扱った場合、地震の空間分布はフラクタル(stochastic self similar)構造をしていることが示されている(Kagan and Knopoff, 1980; Sadovaliy et al., 1984)。Hirata et al. (1986)は、実験室の岩石実験においても、破壊の空間分布はフラクタル構造をしていることを示した。破壊を点過程として取り扱った場合の時系列を考えると、浅い地震の余震系列は大森公式によくしたがうことが知られている。Scholz (1968)は岩石の破壊実験をおこない、岩石試料全体が破壊する寸前に応力をぬくと、AEの発生頻度が大森公式にしたがうことを示している。

このように統計的な取り扱いをすることにより、地震から微小破壊にいたるまでの岩石の破壊をよく記述する統計的法則が存在していることが明らかになってきている。スケールに関わらず共通する統計的法則の存在は、岩石の破壊メカニズムにはスケール変換によって(例えば、大規模な破壊である地震のかわりに非常に小さな破壊である AE に注目しても)変化しない、つまりスケールに依存しない破壊法則 (scale invariant law) によって記述できる素過程があることを示唆している。

実験室の破壊実験は、自然地震に比較して、均質なデータをえられる。また、応力のコントロールな可能など物理条件を厳密に定義できるという利点を持っている。この論文では、これらの特徴を生かし岩石破壊実験の結果を中心に、微小破壊から地震までの岩石の破壊を記述する素過程にフラクタルという概念を使ってアプローチを試みる。

なお本稿は「地震学における統計数理モデル研究会」(昭和60年度統計数理研究所共同研究)において発表したものに基づいている。

## 2. 岩石実験とマイクロな破壊

### 2.1 アコースティック エミッション (AE)

岩石などの複合物質の破壊はマクロな破壊(主破壊)に先行してマイクロな破壊(微小破壊)がおこる。微小破壊時にはアコースティック・エミッション(以下AEと略す)と呼ばれる弾性波が発生し、微小破壊はAEによってモニターすることができる。岩石の微小破壊時に発生するAEは地震に非常に似た特徴をもっている。すでに述べた規模別頻度分布、破壊の空間分布、時系列での共通点以外においても、例えば、楠瀬ら(1982)は、地震で観測されている巨大地震の前での地震活動の空白域が岩石破壊実験時のAEでも存在したことを報告している。また、Mogi(1963)はコンクリートの破壊実験をおこない、地震にみられる発生パターン、本震-余震、前震-本震-余震、群発地震を再現している。これらのことを考えると、AEはスケール変換した非常に小さな地震とみなせるだろう。

### 2.2 岩石の破壊実験における応力条件

岩石破壊実験において、試料にかける応力はコントロールでき、実験時の応力はいろいろな場合を考えることができる。例えば、応力を一定に保ち破壊させる定応力破壊実験、一定のレートで応力を加えていく応力レート一定実験、ひずみの変化率を一定にするひずみレート一定実験、応力を増加・減少させるサイクリックローディング試験などである。そのなかで応力を一定に保った定応力破壊実験に注目することにする。理由は、地震が発生する地殻の応力場を考えた場合、地震がくりかえして発生するような時間のスケール(数百年のオーダー)では、プレート全体にかかっている応力は、ほぼ一定と考えられるからである。また、応力が一定であるという応力条件は、もっともシンプルな破壊条件のひとつであることも理由のひとつである。

## 3. 岩石の破壊における統計的法則

### 3.1. 規模別頻度分布 (magnitude-frequency relation)

地震の規模と発生個数の間には、Gutenberg-Richterの統計式と呼ばれる経験法則が成立する。Gutenberg-Richter式は、

$$(1) \quad \log N(M) = a - bM$$

ここで、 $N(M)$ はマグニチュード $M$ のイベントの発生個数をあらわし、 $a, b$ は定数である。定数 $b$ は、 $b$ 値とよばれ分布を特徴づけるパラメータであるので( $b$ 値が小さくなるということは大きなイベントの発生頻度が大きくなるということであり、 $b$ 値が大きいのはその逆で小さなイベントの発生頻度が大きくなるということである)、地震活動の変化をモニターするために使われる。巨大地震の前に $b$ 値が減少する例が多く報告されており、地震予知からも $b$ 値は注目されている。

Mogi(1962)は、このGutenberg-Richter式が岩石の微小破壊(AE)においても成立していることを示した。Scholz(1968)は、応力を一定のレートで増加させる岩石破壊実験をおこない、応力の増加とともに $b$ 値は減少することを示した。Mogi(1981)は、応力がほぼ一定の場合にも $b$ 値が減少することを報告している。Fig. 1は花こう岩の定応力破壊実験時の $b$ 値の変化を示したものである。横軸に応力をとり、応力を増加させている段階の $b$ 値の変化を黒丸●でプロットして示している。応力を一定に保った後の $b$ 値の変化は白丸○で時間軸に対してプロットしている。応力増加段階での $b$ 値は、Scholz(1968)の結果と同じように、応力の増

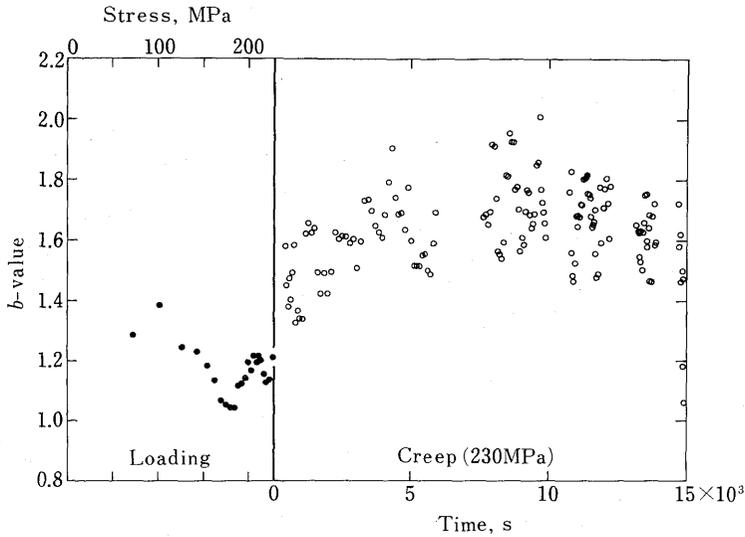


Fig. 1. 大島花こう岩の一定応力破壊実験における  $b$  値の時間変化 The changes of  $b$ -value during the constant stress experiment of Oshima granite at the pressure of the atmosphere.  $b$ -values vs. stress during loading interval are plotted by closed circles, and  $b$ -values vs. time at the constant stress of 230MPa are plotted by open circles. (after Hirata et al. (1985))

加とともに減少している。応力を一定に保った後の  $b$  値は、破壊の進行とともに  $b$  値は徐々に減少したという Mogi (1981) の結果とは異なり、岩石全体の破壊のすぐ直前で急激に減少している。また、 $b$  値は、ダイラタンシー(非弾性的な体積ひずみ)の増加レートによって決まるという Sano (1982) の結果もあり、まだ十分にわかっているとはいえない。岩石の破壊において、 $b$  値を支配するメカニズムが何であるのかを明らかにすることは今後の問題として残されている。

地震から微小破壊までのスケールの異なる岩石の破壊において、Gutenberg-Richter 式が成立していることは興味深いことである。このことは、岩石の破壊はフラクタル(自己相似)であることを示唆している。そこで、 $b$  値の定数倍をフラクタル次元として解釈し、そのフラクタル次元を断層系の幾何形状に結び付けようという試みがある。Aki (1981) は、マグニチュードが断層の長さの 3 乗に比例すると仮定し、規模別頻度分布の関係式(Gutenberg-Richter relation)と地震モーメント-マグニチュードの関係式から、 $D=3b/c$  として断層面でのフラクタル次元  $D$  が計算できることを示した。ここで、 $b$  は Gutenberg-Richter relation の  $b$  値であり、 $c$  は地震モーメントの対数値にたいしてマグニチュードをプロットしたときの傾き( $c=1.5$ )である。Aki (1981) は、一般的には  $b$  値が 1 から 1.5 であることから、フラクタル次元が 2 (面を覆いつくすように破壊していくことを意味する) から 3 (3 次元的な広がりをもった体積を埋めつくすように破壊していくことを意味する) まで変わることは現実的であると解釈している。

そこで、実際に、破壊の規模別頻度分布から求めたフラクタル次元と空間分布から求めたフラクタル次元とがどのように関係しているのかは興味ある問題になってくる。一般的に、破壊の規模からみた場合と空間分布からみた場合のそれぞれのフラクタル次元には、破壊を別の角度から見ていることになるので、まったく相関がなくてもいいのかもしれない。しかし何らかの相関があれば非常に面白いことである。次に空間分布をみてみよう。

### 3.2. 破壊の空間分布

Kagan and Knopoff (1980) は、カリフォルニアの地震を解析し、correlation function から地震の震央の空間分布がフラクタル（自己相似）であること、つまりどのイベントをみてもそのイベントを原点とした距離  $r$  に関して、他のイベントがほぼ  $r^{-1}$  で分布していることを示した。Sadovskiy et al. (1984) は、Global catalogue と Nurek 地方の local catalogue を box-counting algorithm によって解析し、震源の分布はやはりフラクタルであり、フラクタル次元がそれぞれ 1.6, 1.4 であることを示した。この空間分布におけるフラクタル構造がどのスケールまで成立しているのであろうか？ Gutenberg-Richter 式のように微小破壊まで成立しているのであろうか。

40MPa の封圧下で差応力（最大圧縮応力-封圧）を 547MPa に保った一定応力圧縮破壊実験をおこない、AE の震源決定した。この差応力は、 $2 * 10^{-1}$ MPa/s で応力を増加させた場合の岩石の破壊強度の約 85% にあたる。なお、岩石試料には、直径 50 mm, 長さ 100 mm の円柱に整形した大島花こう岩を用いた。

一定応力をかけると、岩石はクリープとよばれる変形挙動を示して破壊にいたる。クリープは、1次クリープ（速いひずみ速度で変形し段々と一定のひずみ速度に近づいていく）、2次クリープ（その後一定のひずみ速度で変形する）、3次クリープ（そしてひずみ速度が加速する）に分けられる。Fig. 2 は定応力下での花こう岩の時間-ひずみ曲線である。ここでは、時間-ひずみ曲線から、1次クリープ (0-4410s)・2次クリープ (4410-15210s)・3次クリープ (15210-22410s) に分類した。

AE の震源は全部で 2064 個決定された。AE の空間発生はどうなっているのだろうか。各段階での AE の時空間発生について調べてみる。Fig. 3 は AE の空間分布を 1次クリープ (353 個)・2次クリープ (273 個)・3次クリープ (1438 個) の各段階に分けて示したものである。各段階ともに、AE の空間発生は試料全体にほぼ一様に発生しているが、試料全体の破壊の進行とともに AE の震源分布パターンに変化がみられる。

AE の震源分布パターンの特徴を定量化できないだろうか。個々の震源を点として取り扱おうとそのトポロジカル次元は 0 である。そこで、空間分布全体をひとつのパターンとしてとらえる。パターンが自己相似構造をしているならば、パターンの変化をフラクタル次元で表わせる。

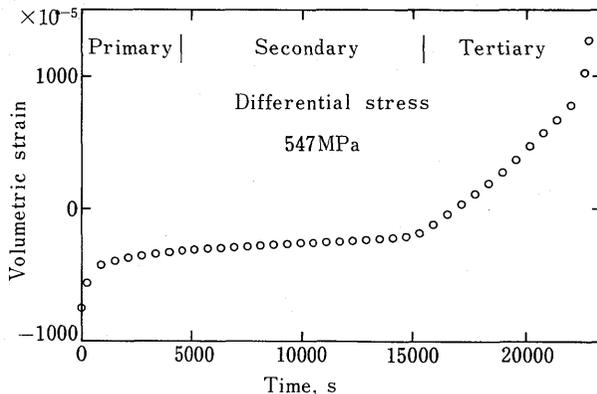


Fig. 2. 大島花こう岩の時間-ひずみ曲線 Time vs. volumetric strain during the constant stress experiment of Oshima granite at the confining pressure of 40 MPa.

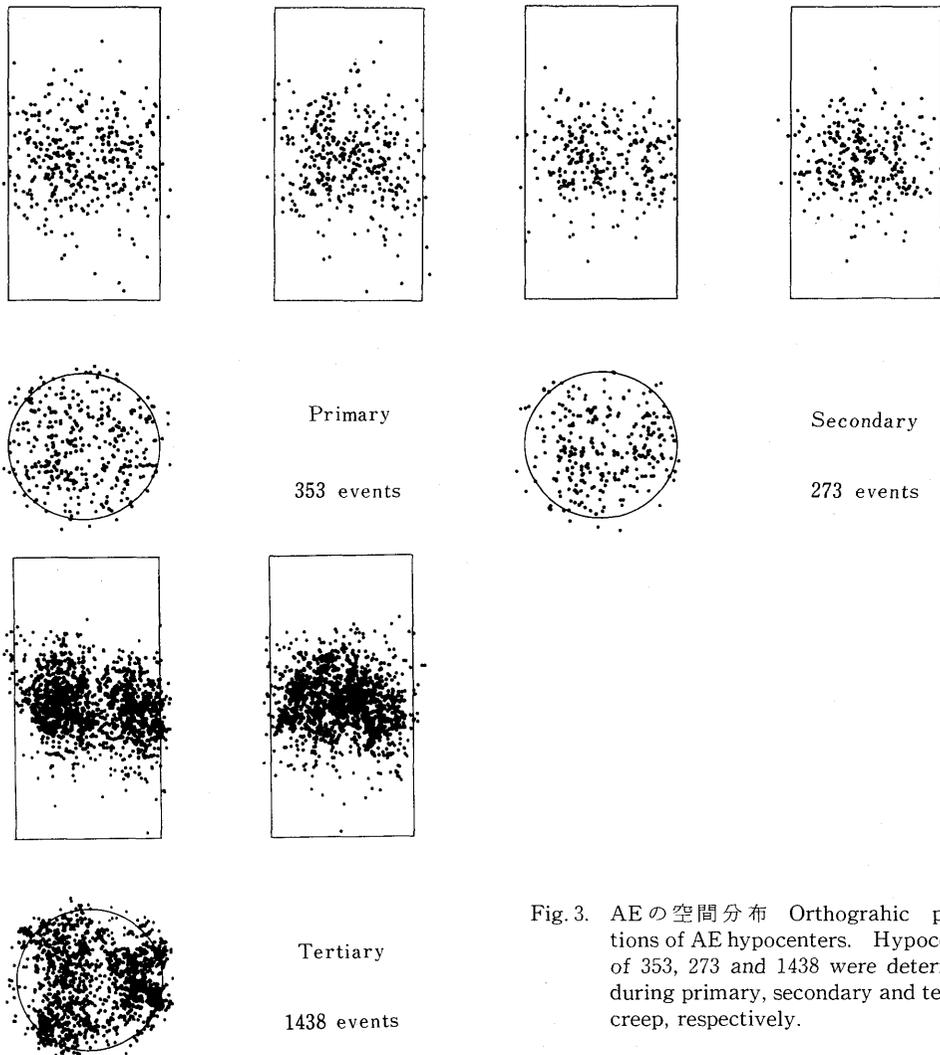


Fig. 3. AEの空間分布 Orthographic projections of AE hypocenters. Hypocenters of 353, 273 and 1438 were determined during primary, secondary and tertiary creep, respectively.

全ての AE について、その互いの震源間の距離  $r$  を計算し、距離  $r$  の分布を考える。震源間の距離が  $r$  以下になるペアをカウントした個数を  $N(R < r)$  とする。震源の個数が  $N$  個の場合、震源ペアの組合せの数は  $N(N-1)/2$  である。 $N(R < r)$  を組合せ数で割って正規化したもの  $C(r)$  は correlation integral と呼ばれている。震源の空間分布パターンが自己相似(フラクタル)であるならば

$$(2) \quad C(R < r) \sim r^D$$

となる(Grassberger (1983))。  $D$  は一般化されたハウスドルフ次元になり、フラクタル次元とよべる。距離  $r$  と  $C(R < r)$  のデータを両対数グラフにプロットすると、フラクタル構造(自己相似)をもつ部分、つまり(2)式に従う部分は直線性を示す。Fig. 4 はたて軸に  $C(R < r)$ 、横軸に距離  $r$  をとってプロットしたものである。データは直線性を示しており、AEの空間分布は(2)式の関係のみたしている。つまりAEの空間分布はフラクタル構造をしていることが分かった。フラクタル次元は、グラフの傾きから求めることができる。フラクタル次元は、1次クリー

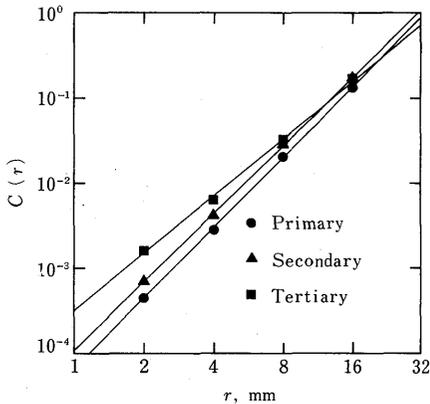


Fig. 4. 各クリープ段階における距離—相関積分のプロット  
Correlation integral vs. distance for each stage of the creep. Fractal dimensions are 2.75, 2.66 and 2.25, for the primary, secondary and tertiary creep, respectively.

プ、2次クリープ、3次クリープにおいて、それぞれ2.75, 2.66, 2.25であった。つまり、フラクタル次元は1次クリープから3次クリープになるにしたがい小さくなっていく。

空間上の点の分布のフラクタル次元を求める別の方法としては、Sadovskiy et al. 1984が地震の空間分布に対しておこなった box-counting algorithm とよばれている方法がある (Mandelbrot, 1982, p. 130 参照)。解析する領域を小さな区域(一辺の長さを  $r$  とする)に分割し、その区域に地震が平均個数以上発生していれば seismic, 発生していなければ aseismic として、seismic である区域の個数  $N(r)$  をかぞえる。そして、自己相似が成り立つなら、区域の大きさを変えた場合、

$$(3) \quad N(r) \sim r^{-D}$$

になることからフラクタル次元  $D$  を求めた。ここでは、(3)式によってもフラクタル次元を求めた。1次クリープ、2次クリープ、3次クリープでのフラクタル次元はそれぞれ3.05, 2.59, 2.49であった。1次クリープから3次クリープになるにしたがって、フラクタル次元は小さくなっていくという前述の方法と同じ結果がえられた。しかし、震源の数が少ない場合、 $r$ の小さいところでデータが直線からはずれてしまう。データ数が少ない場合は、相互の距離の分布からフラクタル次元をもとめる方法のほうが有効である。

フラクタル次元の意味を考えてみよう。3次元空間において、震源が空間に一樣にランダム分布している場合、上記の方法で求めたフラクタル次元は3になる。ゆえに、1次クリープ時において、フラクタル次元がほぼ3であるということは、AEの震源分布が一樣にランダム分布していることを示す。フラクタル次元が3より小さくなるということは、AEの震源分布において、一樣な分布をくずすような相互作用が働き、震源の集中化がみられることを意味する。フラクタル構造を維持しながら、そのフラクタル次元がかわっていくことは興味深い問題である。これは、フラクタル構造を維持するようなミクロな破壊間の相互作用があり、その相互作用の関数形あるいは強さが変化することによってフラクタル次元が変化する、というような破壊の素過程の存在を示唆する。

この実験では、規模でのフラクタルに関係した  $b$  値も同時に計測している。残念ながら空間分布におけるフラクタル次元と  $b$  値に相関がみられなかった。 $b$  値は、Fig. 1の実験と同じ変化挙動を示し、破壊の直前において減少がみられたが、1次クリープ・2次クリープ・3次クリープの間ほとんど変化しなかった。空間におけるフラクタル構造と規模におけるフラクタル構造の関係を系統的に求めることは今後の課題であろう。

### 3.3. 時系列

地震発生を点過程として取り扱った場合、地震の時系列のもっとも顕著な特徴は大森型の余震である。Kagan and Knopoff (1978) は、地震カタログを解析し、全ての地震がその地震の発生時刻を原点として他の地震の発生分布をみた場合、 $t^{-1}$  で分布していることを明らかにした。岩石の破壊が時間に関して自己相似であるのならば、微小破壊においても大森型の余震がみられるはずである。そこで、大森型の余震があるかないか、またあればどのようなものであるか、に注目して岩石の微小破壊の時系列を調べてみる。

Fig. 5 は定応力一軸圧縮破壊実験をおこなった時の村田玄武岩の時間-ひずみ曲線である。試料は、直径 44.5 mm、長さ 110 mm の円柱に整形したものを使用した。Fig. 6 は村田玄武岩の AE レートの時間変化を示している。ここでは、番号をつけた大きなバーストに注目して解析をおこなう。

Fig. 7 はバーストをとりだして時系列をプロットしたものである。バーストを詳しくみると、大きな AE が発生してそれに続いて AE が連続して発生している。一つのバーストの中で最初

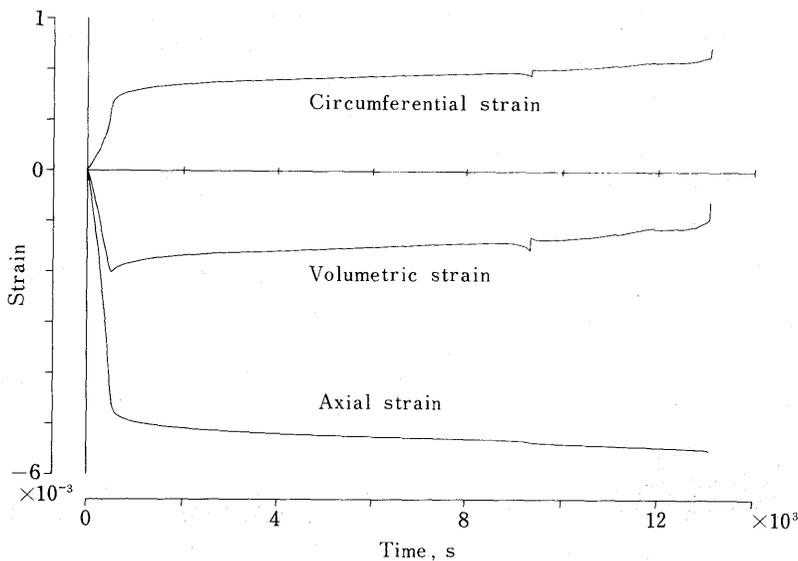


Fig. 5. 村田玄武岩の時間-ひずみ曲線 Time vs. strains during the constant stress experiment of Murata basalt at the pressure of the atmosphere.

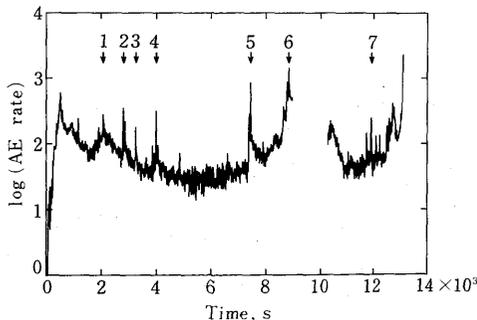


Fig. 6. 村田玄武岩の AE 発生数 AE rate vs. time during the constant stress experiment of Murata basalt. Major bursts are numbered, which are analysed as the main-shock and aftershock sequences.

にあらわれたマグニチュード7(AEの最大振幅によって分類したもので、マグニチュード1~8は、それぞれ、PZTセンサーからの出力をゲイン40dbのアンプで増幅したのちの最大振幅が10, 21.5, 46.5, 100, 215, 465, 1000, 2150 mV以上に対応する)以上のAEを本震(↓の上にSでマークした)として採用した。そして、バーストを本震-余震系列として解析した。

地震の余震系列の特徴として、改良大森公式を挙げることができる。大森公式は、本震発生後の余震発生頻度を表わす経験式であり、本震発生から計った経過時間を $t$ とし、そのときの余震の発生頻度を $n(t)$ とすると、

$$(4) \quad n(t) = K / (t + c)^p$$

という関係を示している。ここで、 $K$ ,  $C$ ,  $p$ は定数である。

改良大森公式のパラメータを決定する方法として、Ogata (1983)は最尤法をもちいてパラメータを決定し、AIC(赤池の情報量基準)から最適モデルを決める方法を提唱している。AICをモデルの判定基準に用いることにより、異なったモデル間の比較をおこなえる。ここでは、

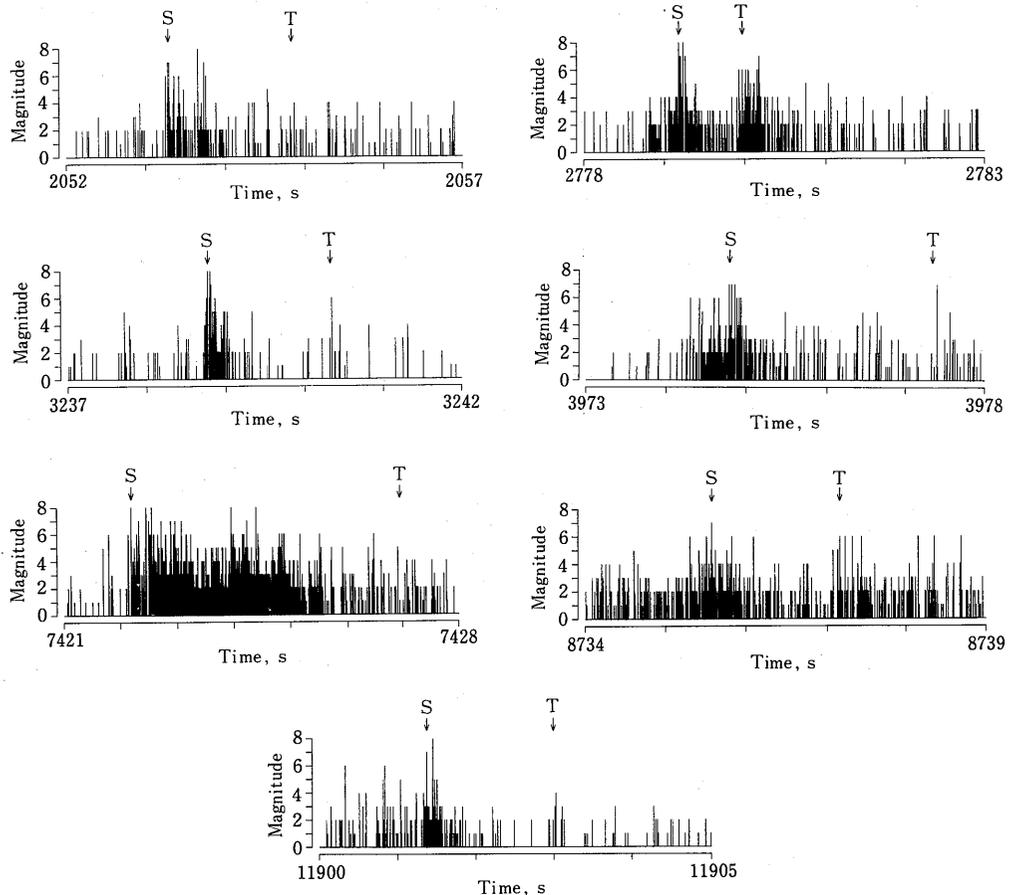


Fig. 7. AEバーストの時系列 Time series of the bursts. Mainshocks are marked by S, and the end of analysis interval are marked by T. Magnitude of events were determined by the maximum amplitude, which AE events of magnitudes 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 have more than the maximum amplitude of 10, 21.5, 46.5, 100, 215, 465, 1,000, 2,150 mV after amplified by the pre-amplifier at the gain of 40 db, respectively.

Table 1.

Burst	Model	AIC	K	C	P
Burst 1	Omori exponent	739.69	658.35	748.72	1.281
		737.27	0.1243		$9.792 \times 10^{-4}$
Burst 2	Omori exponent	1217.5	0.9024	41.99	0.3076
		1216.4	0.1932		$5.775 \times 10^{-4}$
Burst 3	Omori exponent	432.03	100000	264.75	2.270
		440.61	0.1851		$3.053 \times 10^{-3}$
Burst 4	Omori exponent	813.39	1499.8	826.77	1.409
		814.49	0.0893		$7.416 \times 10^{-4}$
Burst 5	Omori exponent	3493.0	1266.2	683.62	1.246
		3558.5	0.1888		$3.653 \times 10^{-4}$
Burst 6	Omori exponent	974.22	26.362	218.06	0.847
		975.73	0.1990		$1.089 \times 10^{-3}$
Burst 7	Omori exponent	558.16	33.979	106.83	1.059
		568.10	0.1119		$1.516 \times 10^{-3}$

Ogata の方法を使用してパラメータの値と AIC を計算し求めた。大森型のハイパボリックな関数の対立モデルとしては、指数型モデル

$$(5) \quad n(t) = K \exp(-pt)$$

を考えた。解析区間は、Fig. 7 に S でマークした本震とみなされた AE からテイルの終わりと考えられる T でマークした AE までである。

Table 1 に、各バーストに対して最尤推定法によって求めたモデルのパラメータと AIC の値を示す。AIC の値が小さいほうが最適モデルであるという原理 (Akaike (1974)) より、イベント 1, 2 では AE のクラスターは改良大森型であるというよりは指数型であり、イベント 3 以降では地震と同じように改良大森型であるほうがよいということがわかった。指数型と大森型の違いは、本震が発生した後に指数型の場合は減衰が速く、大森型の方が後まで尾を引くということである。Fig. 8 にそれぞれのバーストについて、本震発生後の時間に対して発生頻度を両対数グラフ上へプロットしたものを示す。破壊が進むにつれて、パラメータ  $\mu$  の値は徐々に小さくなっている。 $\mu$  の値が小さくなっているということは余震の活動が減衰しにくくなるということの意味し、余震がよりながく尾をひくようになったことを意味する。

Kagan and Knopoff (1981) は、彼らの過去の研究から、地震間の相互作用には規模-距離-時間において特別なスケールは存在せず、地震発生過程は stochastic self-similarity であると結論している。そして、彼らは、時間に対して発生確率が inverse power law に比例する大森型  $n(t) = t^{-1}$  の相互作用を仮定して、地震発生シミュレーションをおこなっている。この大森型の相互作用は  $t$  のスケール変換にたいして不変であり、時間においてもフラクタル構造があることを意味している。

もっとも顕著にあらわれる余震(クラスター)についてはあるが、AE においても、時間に対して大森型の相互作用があることが確認されたことは非常におもしろいことである。時間においてもフラクタル構造は、AE のスケールまで成立しているといえるかもしれない。

なお、Mogi (1963) の分類にしたがって、バーストを地震の本震-余震系列とみなし、地震の発生パターンと同様に本震-余震 (前震活動がみられず急に本震が発生するもの)、前震-本震-

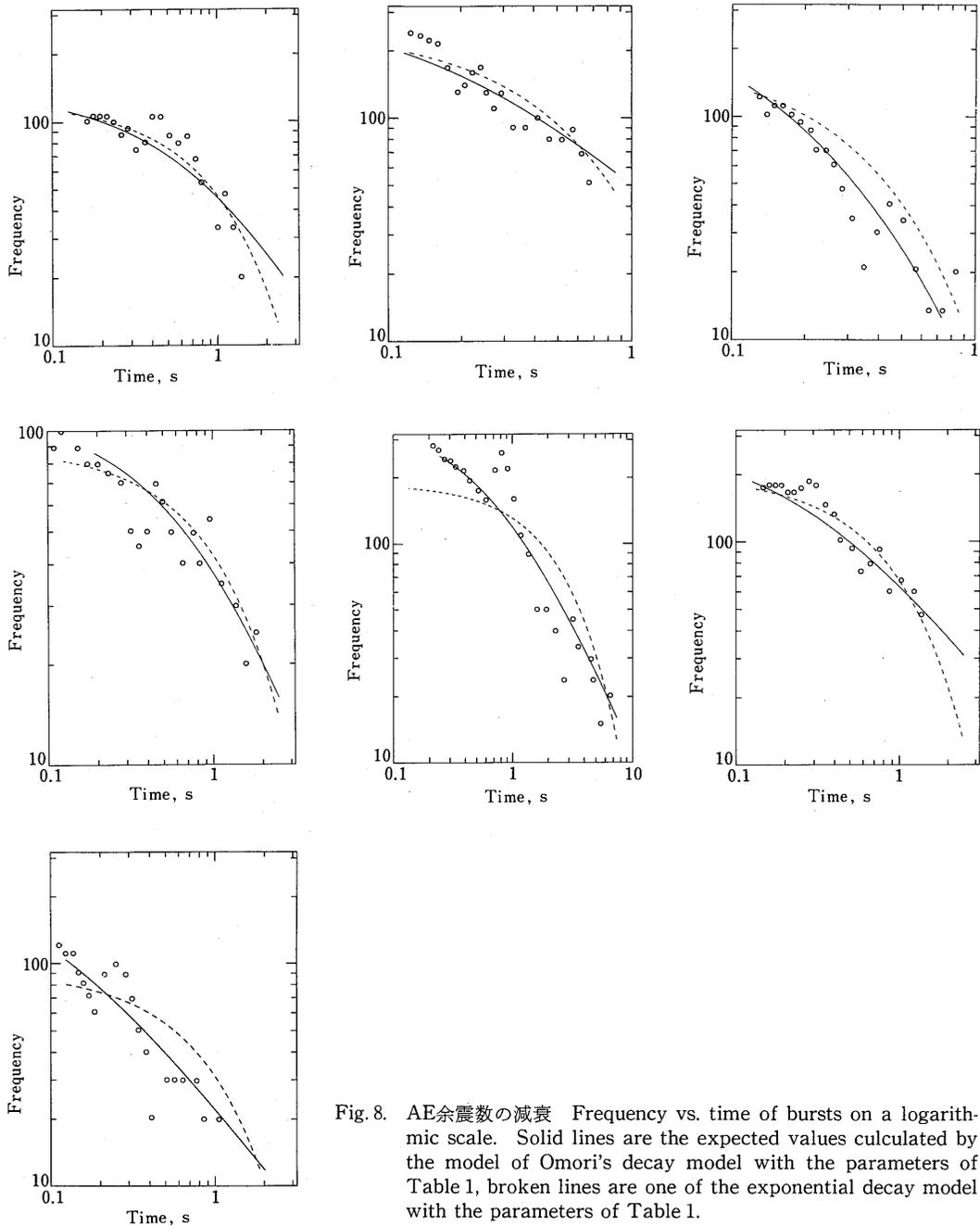


Fig. 8. AE余震数の減衰 Frequency vs. time of bursts on a logarithmic scale. Solid lines are the expected values calculated by the model of Omori's decay model with the parameters of Table 1, broken lines are one of the exponential decay model with the parameters of Table 1.

余震（前震活動をともなうもの）、群発地震（前震、本震、余震の区別がつけられないもの）タイプの三種類の発生パターンに分けてみた。すると、イベント1, 3, 5は本震-余震タイプに、イベント2, 4, 6, 7は前震-本震-余震タイプに分類出来る。最後には、前震、本震、余震の区別がつけられない群発型になった。この分類は、人間のパターン認識に頼っており、若干諮意的であるかもしれない。しかし、破壊が進行するにつれて、本震-余震、前震-本震-余震、群発発

生タイプに変化しているといえるだろう。

岩石破壊実験からみた地震というテーマを岩石の破壊に共通する統計的法則とフラクタルという概念を使って考えてきた。その結果、時間-空間-規模において、岩石の破壊においては、地震から微小破壊までの非常に広いスケールでフラクタル構造が成り立っていることがわかった。流体力学におけるナビエ・ストークス方程式のようなスケールによらない基礎方程式が、岩石の破壊にも存在することが期待される。そのような破壊の素過程を記述する方程式が解明されたとき、われわれは地震を実験室やコンピュータ・シミュレーションで自由に再現し研究できるであろう。

## 参 考 文 献

- Akaike, H. (1974). A new look at the statistical model identification, *IEEE Trans. Control AC-19*, 716-723.
- Aki, K. (1981). A probabilistic synthesis of precursory phenomena, *Earthquake Prediction: An International Review* (edited by D.W. Simpson and P.G. Richards), Maurice Ewing series 4, AGU, Washington, D.C., 566-574.
- Allegre, C.J., J.L. Le Mouel and A. Provost (1982). Scaling rules in rock fracture and possible implications for earthquake prediction, *Nature*, **297**, 47-49.
- Grassberger, P. (1983). Generalized dimensions of strange attractors, *Physics Letters*, **97A**, 227-230.
- 平田隆幸, 柳谷 俊, 寺田 孚 (1985). 大島花こう岩におけるクリーブ時の AE 発生時系列について, *地震*, **38**, 159-172.
- Hirata, T., T. Satoh and K. Ito. Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock, (in preparation).
- Kagan, Y.Y. and Knopoff (1978). Statistical study of the occurrence of shallow earthquakes, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **55**, 67-86.
- Kagan, Y.Y. and L. Knopoff (1980). Spatial distribution of earthquakes: the two point correlation function, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **62**, 303-320.
- Kagan, Y.Y. and L. Knopoff (1981). Stochastic synthesis of earthquake catalogs, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2853-2862.
- 楠瀬勤一郎, 西沢 修, 小内 薫 (1982). 一軸圧縮下の岩石中に観測された空白域, *地震*, **35**, 91-102.
- Mandelbrot, B. (1982). *The Fractal Geometry of Nature*, W.H. Freeman, San Francisco, Calif.
- Mogi, K. (1962). Magnitude-Frequency Relation for Elastic Shocks Accompanying Fractures of Various Materials and Some Related Problems in Earthquakes, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **40**, 831-853.
- Mogi, K. (1963). Some discussions on aftershocks, foreshocks and earthquake swarms-the fracture of semi-infinite body caused by an inner stress origin and its relation to earthquake phenomena, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **41**, 615-658.
- Mogi, K. (1981). Earthquake prediction program in Japan, *Earthquake Prediction: An International Review* (eds. D.W. Simpson and P.G. Richards), Maurice Ewing series 4, AGU, Washington, D.C., 635-666.
- Ogata, Y. (1983). Estimation of the parameters in the modified Omori formula for aftershock frequencies by maximum likelihood procedure, *J. Phys. Earth*, **31**, 115-124.
- Smalley, R.F., D.L. Turcotte and S.A. Solla (1985). A renormalization group approach to the stick-slip behavior of faults, *J. Geophys. Res.*, **90**, 1894-1900.
- Sadovskiy, M.A., T.V. Golubeva, V.F. Pisarenko and M.G. Shnirman (1984). Characteristic dimensions of rock and hierarchical properties of seismicity, *Izvestiya, Earth Physics*, **20**, 87-96.
- Sano, O., M. Terada and S. Ehara (1982). A study on the time-dependent microfracturing and strength of Oshima granite, *Tectonophysics*, **84**, 343-362.
- Scholz, C.H. (1968). Microfractures, aftershocks, and seismicity, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **58**, 1117-1130.

Earthquakes from a viewpoint of rock fracture experiments :  
statistical laws of the rock fracture at the broad  
scale from earthquakes to microfracturing

Takayuki Hirata

(Department of Geophysics, Faculty of Science, Kyoto University)

Rock fracture has stochastic self-similar properties (fractals) in time, space and magnitude dimensions. The statistical laws related to fractals hold good at broad scale of rock fracture from earthquakes to microfracturing. For example, Gutenberg-Richter relation, i.e. statistical frequency-magnitude relation, holds good both in earthquakes and microcracking. Hypocenter distributions of earthquakes both of global catalogues and of local catalogues are fractals. Hypocenter distribution of microfracturing in rocks is also fractal. Aftershock sequences of earthquakes obey Omori's law. We can find the clusters of microfracturing that obey Omori's law in time series of microfracturing of rocks. In this paper these statistical laws and fractal structures in rock fracture are reviewed from the viewpoint of the rock fracture experiments in laboratory.