

科学技術庁科学技術振興費による国際流動（省際基礎）研究  
「不均質構造における地震破壊と波動伝播に関する基礎研究」  
研究プロジェクト報告書（昭和63年度～平成2年度）

佐藤春夫（研究プロジェクトリーダー）\*

防災科学技術研究所 防災総合研究部 客員研究官

**Project for the Study of Earthquake Fracture and Seismic Wave Propagation  
in Inhomogeneous Structure of the Earth**

by

**Haruo SATO**

*Visiting Scientist at*

*The National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention*

**Abstract**

Most of the disastrous earthquakes occur in the lithosphere, from the ground surface to about 100 km depth in the Earth. The structural property of the lithosphere appears to be very inhomogeneous. As the groundwork for earth sciences, it is essential to understand the inhomogeneous structure of both elastic property and fracture strength in the Earth. To accomplish the subject, we tried to elucidate the details of the following three topics on the basis of both observational and theoretical approaches: study of microearthquake distribution and inhomogeneity of fracture strength; seismic wave propagation characteristics in inhomogeneous media; study of strong ground motion and source rupture process.

**Key words** : Seismicity, Inhomogeneous, Scattering, Attenuation, Random

キーワード : 地震活動, 不均質, 散乱, 減衰, ランダム

---

\*〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉  
東北大学・理学部・地球物理学教室  
Geophysical Institute, Faculty of Science, Tohoku University, Aoba-ku, Sendai-shi, 980, Japan

## 目 次

1. 研究の意義と目的	4
2. 研究の概要	4
3. 研究プロジェクトの成果	7
4. 参加メンバー	10
5. 研究発表論文リスト	10
6. 研究抄録	18
1. 微小地震分布の解析による強度不均質性の解明	
1. 再決定震源を用いた関東地域における b 値の 3 次元分布	19
井元政二郎 (防災科学技術研究所)	
2. 岩石試料内の不均質なクラック密度分布と水注入時の弾性波速度変化	23
西澤 修 (地質調査所)	
3. AE震源分布に対する粒径の影響	29
楠瀬勤一郎 (地質調査所)	
4. 関東直下の微小地震のマグニチュード分布にみる 3 次元不均質性	33
尾形良彦 (統計数理研究所)	
5. 地震の空間分布のマルチフラクタル構造	37
平田隆幸 (筑波大学)	
6. An experimental study of failure zone development in dilatant rock under steady creep	41
Machi V. M. S. Rao (National Geophysical Research Institute, India)	
2. 不均質構造における地震波の伝播特性の解明	
1. 不均質構造における地震波形の概形の研究	45
佐藤春夫 (東北大学)	
2. 関東・東海地域における最大速度振幅の距離減衰の地域性	49
野口伸一 (防災科学技術研究所)	
3. S波包絡線の形状から推定されるウェッジマントルの不均質構造—関東・東海における解析—	55
小原一成 (防災科学技術研究所)	
4. 地震波形全体の解析による散乱減衰と吸収減衰の分離—多重等分散乱波生成のシミュレーションをもとにして—	61
干場充之 (気象研究所)	

5.	Pコード波振幅とマグニチュードの関係	65
	増田幸治 (地質調査所)	
6.	S波の伝播経路減衰表現式について	69
	岸本章士 (株奥村組)	
7.	千倉観測点における泥岩のS波に対する $Q^{-1}$ —地中地震観測記録の入射および反射フェーズの比較—	75
	福島美光 (清水建設株)	
8.	Theoretical study of forward scattering and fluctuation analysis	79
	Ru-Shan Wu (Institute of Geophysics, Academy of Sciences of China, China)	
9.	Determining the relative contributions of intrinsic and scattering attenuation to total attenuation of seismic waves in the Kanto-Tokai region	81
	Michael C. Fehler (Los Alamos National Laboratory, U. S. A.)	
3	震源における破壊過程の解明	
1.	関東地域における震動スペクトル $f_{\max}$ とS波の $Q^{-1}(f)$	85
	木下繁夫 (防災科学技術研究所)	
2.	経験的グリーン関数法と波形インバース法を用いた大地震の震源破壊過程	91
	福山英一 (防災科学技術研究所)	
3.	極微小地震の震源スペクトル	95
	飯尾能久 (京都大学)	
4.	不均質構造をもつ岩石中の水の流れによる破壊過程	99
	増田幸治 (地質調査所)	
5.	Stresses within laboratory samples estimated from fault plane solutions of acoustic emissions	103
	Liegh S. House (Los Alamos National Laboratory, U. S. A.)	
7.	あとがき	108

## 1. 研究の意義と目的

被害をもたらす大きな地震は、ほとんどが深さ100km位までのリソスフェア（岩石圏）と呼ばれる領域に発生しており、この領域は構造的にかなり不均質であると考えられている。この領域での弾性係数と破壊強度の不均質構造の解明は、地球科学の基礎研究として重要である。さらに、地震波の伝播特性を観測と理論的考察から解明することによって、震源での地震波のスペクトルを正確に推定できるようになる。特に、地震破壊過程を観測から解明することによって、精密構造物の被害予測の為に重要な因子である地震波加速度スペクトルの上限の存否を明らかにすることが出来る。

## 2. 研究の概要

リソスフェアにおける破壊強度の不均質性を微小地震分布の解析から明らかにし、観測された地震波形の解析と理論的考察から、不均質構造における地震波の伝播特性を解明する。さらに、強震動観測データの解析から震源における破壊と応力緩和の過程を明らかにする。本研究プロジェクトは、これら3つのサブテーマから構成される。

### (1) 微小地震分布の解析による強度不均質性の解明

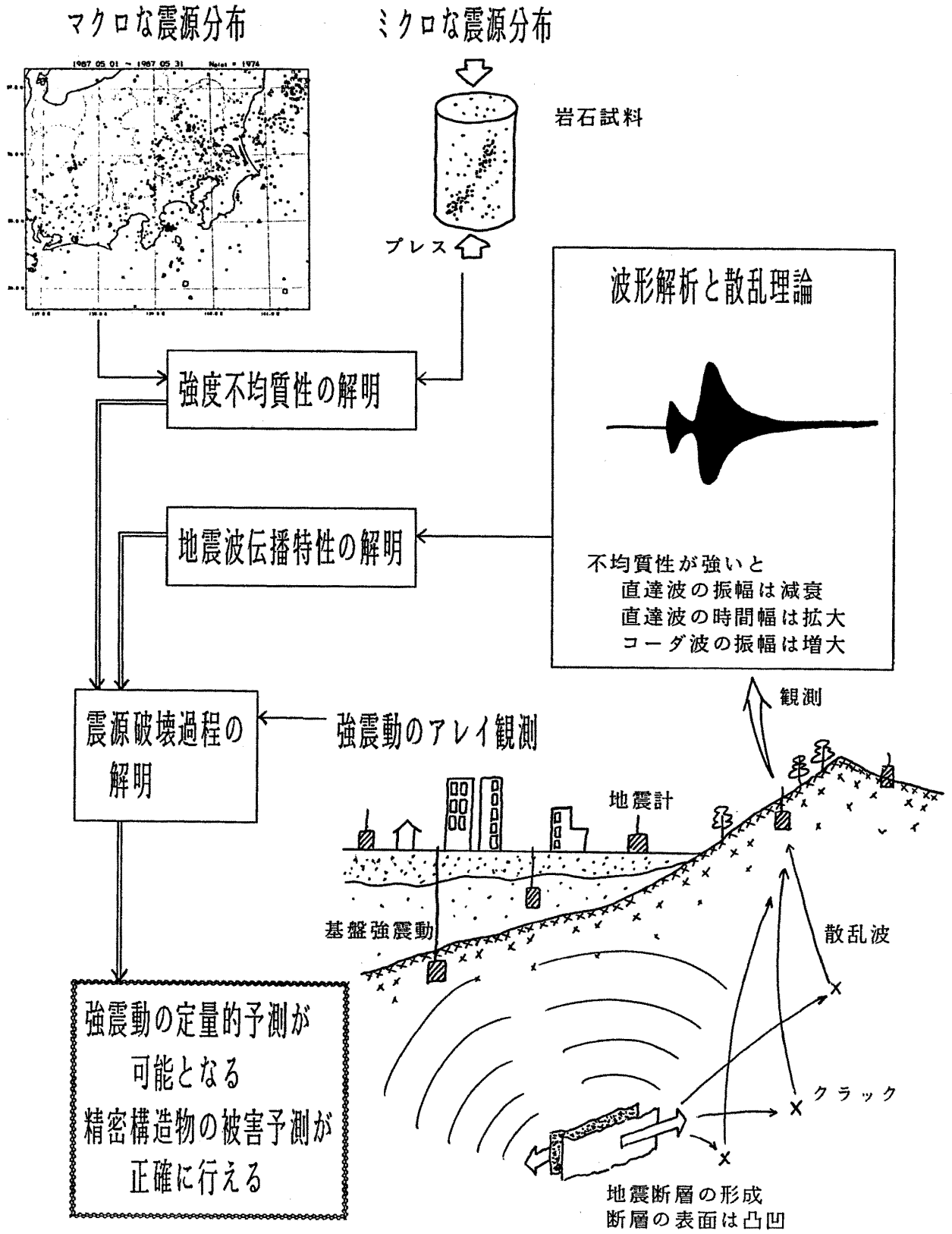
これまで微小地震分布の研究はテクトニクスとの関連を調べるのが主であったが、本研究では破壊強度の不均質性が微小地震の発生を強く支配しているとの観点に立ち、関東東海微小地震震源データの統計的解析から震源分布の幾何学的特性やスケーリング則（相似則）を明らかにする。また、岩石破壊実験におけるAE震源分布のフラクタル的特性（群れのつくり易さ）を精密に計測し、岩石試料に加えられた応力との関係を解明する。

### (2) 不均質構造における地震波の伝播特性の解明

ランダムな不均質構造を持つ地球の中での地震波の伝播を対象として、伝播距離の増加に伴うS波主要動部分の波形の崩壊とコーダ波の生成過程を理論的に考察する。さらに地震波形パターンの違いから散乱や減衰の強さの地域による違いを観測データの解析に基づいて明らかにする。また、クラック（割れ目）による波の散乱と減衰の特性を詳しく調べるために、岩石試料内での超音波の散乱実験に取り組む。

### (3) 震源における破壊過程の解明

不均質な構造の中での地震破壊過程を対象とし、震源スペクトルとその微細な多重破壊過程を明らかにする。これまでの強震動観測は柔らかな堆積層における観測が主であったが、本研究では深層観測井を中心として岩盤における地震強震動観測を強化する。特に強震動予測において決定的なパラメーターである加速度スペクトルの上限 $f_{max}$ の地域性とその発生要因を明らかにする。



(表1)

	昭和63年度	平成元年度	平成2年度
<p>1. 微小地震分布の解析による強度不均質性の解明</p> <p>2. 不均質構造における地震波の伝播特性の解明</p> <p>3. 震源における破壊過程の解明</p>	<p>自然微小地震分布（及び岩石内のアコースティックエミッション分布）のフラクタル的解析にもとづく破壊強度不均質性の推定</p> <p>不均質構造における地震波の継続時間の増加に関する理論的研究</p> <p>地震波の散乱と減衰の地域性に関する解析研究</p> <p>岩石内クラックと波の相互作用の実験研究</p>	<p>破壊及び不均質構造でのスケーリング則の解明</p>	<p>新規10観測点の建設及び既存の基礎強震データの解析による破壊過程の解明</p> <p>震源スペクトルの推定と<math>f_{max}</math>の解明</p>

これら3つのサブテーマ間の相互関係を、模式的に図1に示す。また、3年間の研究計画を流れ図として表1に示す。このように研究目標と方針をサブテーマ毎に立てて、研究を行って来た。昭和63年度は、関東地方の硬い岩盤を選んで強震動基盤観測点(10ヶ所)を建設し、地震観測を開始した。また、地震予知棟に地震波形解析装置を整備し、関東東海地殻活動観測網の微小地震データベースを保有しているコンピューターM-360からUNIX系ワークステーションへの自由なデータ転送を可能にした。又、岩石内の微小破壊の実験のために岩石試料変形試験装置を試作すると共に、スーパーコンピューターを用いて微小地震の空間分布の統計解析を開始した。平成元年度は、強震観測点に簡易テレメーターを設置して定常的な観測を開始し、地震の周波数特性や不均質破壊過程の解析を行った。一方、3次元震源分布解析装置をUNIXネットワークに接続し、波形および震源分布の解析を行った。また、岩石試料圧縮破壊装置を導入し、岩石実験を行った。平成2年度は、破壊及び不均質構造でのスケールリング則を解明するために、岩石破壊実験の際に生ずるAEの総合解析システムと地震波の散乱と減衰のシミュレーション装置を、震源スペクトルの研究のために断層破壊過程シミュレーション装置を導入した。

### 3. 研究プロジェクトの成果

#### (1) 微小地震分布の解析による強度不均質性の解明

関東地方の微小地震の3次元空間分布についてフラクタル解析を行い、そのフラクタル次元が2.2と求められた[6-1-5]。震源が3次元的に一様に分布している場合には、立方体の中の地震の数は1辺の長さが2倍になると $2^3$ 倍になる。しかし、この様にフラクタル的な分布をしている場合には、辺の長さが2倍になっても地震の数は $2^{2.2}$ 倍にしかならない事をあらわしている。3次元震源分布についてのフラクタル解析は今回初めてなされたことである。

また、地震発生の規模分布を表すb値の空間分布を、10km毎に求め図示することが可能となった[6-1-1, 4]。b値は小さい地震と大きい地震の発生の比を表すパラメータで、b値が大きくなると大きい地震に比べて小さい地震の数が多くなる。これまでに媒質の不均質性や地震波の減衰との関係が指摘されており、精密なb値の分布図の作成が望まれていた。

一方、岩石加圧実験における微小破壊(AE)の震源分布では、そのフラクタル次元がサンプルの含まれる鉱物の粒径に依存することが明らかにされた[6-1-3]。又、岩石試料に水を注入した場合の弾性波速度の変化を、マイクロクラックの飽和によって定量的に評価することが可能となった[6-1-2]。さらに、定常クリープ状態にある岩石試料について、P波速度の異方性とマイクロクラックの拡がりとの関係を明らかにした[6-1-6]。

#### (2) 不均質構造における地震波の伝播特性の解明

やや中距離(100~400km)の地震波形の解析を目的として、放物近似に基づく理論の構築

を行った。震源ではパルス的な地震波も、不均質構造の中を伝わると共に、強い回折や多重前方散乱によって形を崩していく [6-2-1]。この理論に基づいて関東から東海にかけての地震波形を解析することにより、ウェッジマントル内の不均質性、特にそのスペクトルの特徴を、火山フロントとの位置関係に基づいて議論することが可能となった。火山フロントより東側では、ゆらぎの自己相関関数はガウス型であるが、火山フロント付近ではガウス型と指数関数型の間、西側では指数関数型にかなり近いことがわかってきた [6-2-3]。さらに、放物近似に基づく新しい群列観測データの解析法も提唱された [6-2-8]。

一方、近地地震（震源距離100km以内）のコーダ波の励起についてモンテカルロ法によるシミュレーションを進め、エネルギー保存則を満たす多重等方散乱モデルを構築することができた [6-2-4]。このモデルに基づき、関東東海地域における地震波の減衰を散乱減衰と内部減衰に分離することが可能になった。1.5~6Hz帯では、前者は後者と同量~半分程度であることが明らかになった [6-2-9]。Pコーダ波が異なる輻射パターンであるP波とS波に起因するPP・PS・SP散乱波から構成される事を利用し、Pコーダ波の振幅から地震のマグニチュードを推定する事も試みられた [6-2-5]。

これら地震波の散乱の研究と共に、振幅減衰の解析も進められた。関東から東海地域にかけての微小地震波形の解析から、振幅減衰の距離依存性の強さを周波数依存性まで含めて図示することが可能となった [6-2-2]。たとえば、栃木県足尾付近の地震の場合は近くの観測点では高周波が卓越するが遠方では急速に減衰する、しかし伊豆半島東方沖の地震は距離減衰の仕方が比較的弱い、等が明らかになった。距離の範囲が大きくなるにつれて、地震波振幅の減衰は指数関数型より距離のべきの方が良く近似できる事も明らかになってきた [6-2-6]。これは、減衰物質の分布が一様というよりもフラクタル的であると考えれば説明することが可能である [6-2-1]。振幅減衰から求めたフラクタル次元2.1は、微小地震の震源分布から求めたフラクタル次元2.2と非常に良い一致を示している。

強震動の定量的予測に重要な役割を果たす地表付近の泥岩層での振幅減衰を、地中に埋められた地震計によって観測された直達波と地表反射波のスペクトル比から求め、1-5Hz帯での $Q_s^{-1}$ は周波数が大きくなるにつれて減少することを明らかにした [6-2-7]。

### (3) 震源における破壊過程の解明

震源スペクトルを推定するには、観測点直近の局所地盤の影響・経路による減衰の影響・震源からの輻射パターンの影響を正確に評価しなければならない。局所地盤の影響がほとんど同一と考えられる深層3観測井孔底の岩盤において観測された関東地方の地震の記録の解析から、地殻から上部マントルの $Q_s^{-1}$ を周波数依存性まで含めて求めることができた。 $Q_s^{-1}$ が0.8Hz付近にピークを持ち低周波数側でも減少することは、今回の解析で初めて明らかになった事である。又、加速度スペクトルの上限 $f_{max}$ の存在には経路や局所地盤の影響があるものの、震源に起因する部分がかかなり存在する事が明らかになった [6-3-1]。



また、マグニチュード7クラスの地震に着目し、震源を取り囲む地震計アレイの記録をインバージョン法によって解析することにより、その地震断層面上での破壊の進行過程の詳細を明らかにする事ができた [6-3-2]。伊豆半島東方沖 (1980年)、日本海中部地震 (1983年)、千葉県東方沖 (1987年) の3つの地震を解析した結果、モーメント解放量の大きいところでは余震活動が不活発である事、震源領域での不均質な物質構成や不均質な応力分布がスムーズな破壊伝播を妨げる事などを明らかにした。一方、長野県西部地震 (1984) の余震観測から、非常に近い極微小地震 (モーメント  $10^{16}$  dyne·cm) のスペクトルの解析を行う事が出来た [6-3-3]。

岩石実験では、不均質な構造を持つ岩石内の浸透流の動きと破壊過程を精密なAE震源分布とP波速度トモグラフィ法を用いて解析することによって明らかにする事が出来た。浸透した水はマイクロクラック密度の高い部分を選択的に浸透して破壊を進行させるという正のフィードバックをかけるため、その部分のマイクロクラックの密度はますます大きくなる事がわかった [6-3-4]。さらに、加圧された岩石試料内のAE震源の断層解を調べることも試みられた [6-3-5]。

研究論文の他に、本研究プロジェクトのサブテーマそれぞれに対する理解を深めるように、レビューワークの執筆を行った。木下は、加速度スペクトルの上限  $f_{\max}$  の存否について、これまでの研究の流れと観測の現状をとりまとめた (木下, 1988)。佐藤は、不均質構造における地震波振幅の減衰とコーダ波の励起を統一的に説明する理論と観測の現状をまとめる (Sato, 1990a) と共に、微小地震の波形をランダムな不均質構造による散乱で説明する研究の流れを取りまとめた (Sato, 1990b)。さらに、地震波の散乱に関する総轄的なレビューの執筆を行った (佐藤, 1991)。

上記研究活動のみならず、本プロジェクトの趣旨に添った研究会議の組織化にも努力した。本研究プロジェクトの開始直前の1988年5月にハワイにおいて開かれた日米合同地震学会において、佐藤は「地震波の散乱と減衰」のセッションで座長を勤めた。この学会には、本プロジェクトからは、さらに井元・小原・福山・福島が参加した。さらに、1989年8月には、招聘研究者のAki教授 (米国, 南カリフォルニア大学) 並びにWu博士 (中国, 科学アカデミー・地球物理研究所) らと共に、IASPEI (地球物理学及び地震学に関する国際学会, イスタンブール市にて開催) において、「地震波の散乱と減衰」に関する国際シンポジウムを組織した。本シンポジウムには、世界各国から50人以上の参加者があり、盛況であった。本プロジェクトからは、さらに井元・福山・楠瀬・尾形が参加した。その後、この会議のプロシーディングスを国際学術誌 “Physics of the Earth and Planetary Interiors (Elsevier Science Publishers, LTD.)” から発行することになり、佐藤が編集委員長としてその任に当たった。1991年1月現在、編集を終えて印刷中である。この特集号の17編の論文の内、本プロジェクト関係者は6名 (Aki, 干場, 楠瀬, 佐藤, Scherbaum, Wu) が執筆している。

さらに、この分野の研究に対する理解の拡大を目的とした講演活動を行った。イスタンブール市でのIASPEI国際会議の帰路、佐藤（科学技術庁国際研究集会派遣）は、ギリシャのアテネ大学において地震波の散乱と波形のシミュレーションについての講義を行った。さらに、1990年11月には、JICAの派遣専門家（短期）として、メキシコ市のUNAM（メキシコ自治大学）の地球物理研究所を訪れ、不均質構造における地震波の散乱と減衰に関する連続講義を行った。

#### 4. 参加メンバー

本研究プロジェクトへの参加メンバーを、表2に示す。これには、別途予算（科学技術庁短期招聘、JICA、他）による参加者をも含む。

#### 5. 研究発表論文リスト

##### (1) 微小地震分布の解析による強度不均質性の解明

- 1) 平田隆幸, 断層とフラクタル, 物理探査, **41-6**, 401-408, 1988.
- 2) Hirata, T., A Correlation Between the b-Value and the Fractal Dimension of Earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **94**, 7507-7514, 1989.
- 3) Hirata, T., Fractal Dimension of Fault Systems in Japan : Fractal Structure in Rock Fracture Geometry at Various Scales, *PAGEOPH*, **131**, 157-170, 1989.
- 4) 平田隆幸・井元政二郎, 関東地域の地震活動のマルチフラクタル解析, 地震学会講演予稿集, No. 2, P07, 1989.
- 5) Hirata, T. and M. Imoto, Multi Fractal Analysis of Spatial Distribution of Microearthquakes in the Kanto Region, *Geophys. J. Int.*, 1991. (投稿中)
- 6) 井元政二郎・古川信雄・尾形良彦, 関東地域におけるb値3次元分布, 地震, **43**, 321-326, 1990.
- 7) Imoto, M., Changes in b Values Prior to Large ( $M \geq 6.$ ) Earthquakes in Japan, 第25回IASPEI講演予稿集, S9-33, 1989.
- 8) 井元政二郎・古川信雄・尾形良彦, 関東地域におけるb値の3次元分布, 地震学会講演予稿集, No. 1, E12-14, 1990.
- 9) Kusunose, K., Xinglin Lei, O. Nishizawa, T. Satoh, and K. Masuda, Grain Size Dependence of AE Hypocenter Distribution, 第25回IASPEI講演予稿集, S13-33, 1989.
- 10) 楠瀬勤一郎・雷 興林・佐藤隆司・西澤 修・増田幸治, 粒径によるAE発生様式の違

(表2-①)

科学技術庁 国立防災科学技術センター

昭和63年度の参加研究者リスト

中核国研職員、 併任職員等の別	研究従事者名 (役職名)	研究内容	月別参加時間 (月又は日)												計 (月・日)	備考		
			4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	1月	2月	3月				
中核国研職員	佐藤 春夫 (地震変動研究室長) 井元 政二郎 (主任研究官) 野口 伸一 (主任研究官) 小原一成 (総合地震予知研究室員) 木下 繁夫 (主任研究官) 福山 英一 (地震防災研究室員)	総括 (研究リーダー) 微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 震源における 破壊過程の解明の研究 震源における 破壊過程の解明の研究															8ヶ月 8ヶ月 8ヶ月 8ヶ月 8ヶ月 8ヶ月	
併任職員	楠瀬 勲一郎 (地質調査所主任研究官) 西沢 修 (地質調査所主任研究官) 干場 充之 (気象研究所 地震火山研究部研究員)	微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究															5.5ヶ月 5.5ヶ月 5.3ヶ月	(10/14~) (10/14~) (10/21~)
非常勤職員	尾形 良彦 (統計数理研究所助教授) 平田 隆幸 (筑波大学助手) 増田幸治 (名大ポスドク) 岸本 章士 (興村組筑波研究所 研究員)	微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究															4日 41日 4ヶ月 68日	4回 (10/14~) (10/14~) (12/1~) (10/14~)
外国人	Dr. Ru-Shan Wu (Univ. California, S. C.) 本籍：中国 Dr. Leigh S. House (Los Alamos 国立研究所) 本籍：米国 Dr. Ioannis Baskoutas (ギリシア国立地震観測所) 本籍：ギリシア Prof. Keiiti Aki (Univ. S. California) 本籍：米国 Dr. Frank Scherbaum (Ludwig-Maximilians-Univ. Munchen) 本籍：西独	不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 震源における 破壊過程の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 震源における 破壊過程の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究															3ヶ月 1ヶ月 3ヶ月 1.3ヶ月 6.4ヶ月	1988.12/27~ 1989.3/24 (STA710-747) 1989.3/1~5/31 (STA710-747) 1988.5/1~7/31 (JICAによる 招聘) 1988.7/5~8/15 (科技厅外国人 招聘) 1988.9/18~ 1989.5.31 (H4E'74, 75, 710-747)

(表2-20)

平成元年度の参加研究者リスト 科学技術庁 国立防災科学技術センター

中核国研職員、 併任職員等の別	研究従事者名 (役職名)	研究内容	月別参加時間 (月又は日)												計 (月・日)	備考		
			4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	1月	2月	3月				
中核国研職員	佐藤 春夫 (地震変動研究室長) 井元 政二郎 (主任研究官) 野口 伸一 (主任研究官) 小原一政 (総合地震予知研究室員) 木下 繁夫 (主任研究官) 福山 英一 (地震防災研究室員)	総括 (研究リーダー) 微小地震分布の解析による 強度不均質性の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究 震源における 破壊過程の説明の研究 震源における 破壊過程の説明の研究														9.5ヶ月 9.5ヶ月 9.5ヶ月 9.5ヶ月 9.5ヶ月 9.5ヶ月		
併任職員	植瀬 勲一郎 (地質調査所主任研究官) 西沢 修 (地質調査所主任研究官) 干場 充之 (気象研究所 地震火山研究部研究員)	微小地震分布の解析による 強度不均質性の説明の研究 微小地震分布の解析による 強度不均質性の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究															8.1ヶ月 8.1ヶ月 8.1ヶ月	(7/27) (7/27) (7/27)
非常勤職員	尾形 良彦 (統計数理研究所 助教授) 平田 隆幸 (筑波大学 助手) 飯尾 能久 (京都大学 助手) 増田 幸治 (名大 ポスドク) 岸本 貴士 (奥村組筑波研究所 研究員) 福島 美光 (清水建設(株) 研究員)	微小地震分布の解析による 強度不均質性の説明の研究 微小地震分布の解析による 強度不均質性の説明の研究 震源における 破壊過程の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究															17日 50日 12日 6ヶ月 34日 37日	7回 (7/27) (7/27) 2回 (7/27) (10/1) (7/27) 10回 (7/27)
外国人	Dr. Leigh S. House (Los Alamos 国立研究所) 本籍：米国 Dr. Michael C. Fehler (Los Alamos 国立研究所) 本籍：米国 Dr. Jonathan M. Lees (Univ. of California) 本籍：米国 Dr. Frank Scherbaum (Ludwig-Maximilians-Univ. Munchen) 本籍：西独	震源における 破壊過程の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究 微小地震分布の解析による 強度不均質性の説明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の説明の研究															2ヶ月 5.5ヶ月 0.7ヶ月 2ヶ月	1988.3/1~5/31 (STA7.10-7/7) 1988.10/2~ 1990.3/15 (STA7.10-7/7) 1990.3/10~9/9 (STA7.10-7/7) 1988.9/18~ 1989.5.31 (147.7/7) 7.10-7/7)

(表2-3)

科学技術庁 防災科学技術研究所

平成2年度の参加研究者リスト

中核国研職員、 併任職員等の別	研究従事者名 (役職名)	研究内容	月別予想時間 (月又は日)												計 (月・日)	備考			
			4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	1月	2月	3月					
中核国研職員	佐藤 春夫 (東北大学 理学部) 井元 政二郎 (主任研究官) 野口 伸一 (主任研究官) 小原一成 (総合地震予知研究室員) 木下 繁夫 (主任研究官) 福山 英一 (地震活動研究室員)	総括 (研究リーダー) 微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 震源における 破壊過程の解明の研究 震源における 破壊過程の解明の研究																63 日 7ヶ月 7ヶ月 7ヶ月 7ヶ月 7ヶ月	
併任職員	楠瀬 勤一郎 (地質調査所主任研究官) 西沢 修 (地質調査所主任研究官) 干場 充之 (気象研究所 地震火山研究部研究員)	微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究																7ヶ月 7ヶ月 7ヶ月	(9/1~) (9/1~) (9/1~)
非常勤職員	平田 隆幸 (筑波大学助手) 福島 美光 (清水建設㈱大崎研究室) 天池 文男 (関竹中工務店 技術研究所)	微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究																40 日 30 日 60 日	(9/1~) (9/1~) (9/1~)
外国人	Dr. M. S. V. M. Rao (インド地球物理研究所) 本籍：インド Dr. William S. Phillips (Los Alamos 国立研究所) 本籍：米国	微小地震分布の解析による 強度不均質性の解明の研究 不均質構造における地震波の 伝播特性の解明の研究																12ヶ月 6ヶ月	1990.4/2~ 1991.3/31 (STA710-777) 1990.9/3~ 1991.3/2 (STA710-777)

- い(1), 地震学会講演予稿集, No. 2, C79, 1989.
- 11) Kusunose, K., Xinglin Lei, O. Nishizawa, and T. Satoh, Grain Size Effect on Fractal Structure in AE Hypocenter Distribution in Granitic Rock, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 1990. (印刷中)
  - 12) 西澤 修・野呂春文・楠瀬勤一郎, 圧縮応力下クリープ状態における花崗岩中のAE発生確率過程と震源分布, 地震学会講演予稿集, No. 2, C78, 1989.
  - 13) 西澤 修・野呂春文, AE発生時系列における自己励起型AE発生とAE震源の空間分布との関係, *地調月報*, **41**, 173-184, 1990.
  - 14) Nishizawa, O., and H. Noro, A Self-extinguishing Process of Acoustic Emission Occurrence in Steady Creep of Granite Under Uniaxial Stress, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1521-1524, 1990.
  - 15) 西澤 修・野呂春文, L統計量で見たAE震源空間分布の特徴(大島花崗岩のクリープ状態における変化), 地震学会講演予稿集, No. 1, C31-03, 1990.
  - 16) 西澤 修・増田幸治・楠瀬勤一郎, 3軸応力下にある岩石資料のP波速度トモグラフィ—横等方的弾性波速度異方性を有する場合—, 地震学会講演予稿集, No. 2, C41, 1990.
  - 17) Ogata, Y., M. Imoto, and K. Katsura, Three-Dimensional Spatial Variation of b-Values of Magnitude Frequency Distribution Beneath the Kanto District, Japan, *Geophys. J. Int.*, 1991. (印刷中)
- (2) 不均質構造における地震波の伝播特性の解明
- 1) Baskoutas, I. and H. Sato, Coda Attenuation  $Q_c^{-1}$  for 4 to 64Hz in the Shallow Crust Measured at Ashio, Japan, *Boll. Geofisica Teo. Appl.*, **31**, 123-124, 1989.
  - 2) Fehler, M., M. Hoshihara, H. Sato, and K. Obara, Separation of Scattering and Intrinsic Attenuation for the Kanto-Tokai, Japan, Using Measurements of S-wave Energy vs. Hypocentral Distance, *Geophys. J. Int.*, 1991 (投稿中).
  - 3) Fehler, M., M. Hoshihara, H. Sato, and K. Obara, Separation of Scattering and Intrinsic Attenuation for the Kanto-Tokai region, Japan, Using Measurements of S-wave Energy vs. Hypocentral Distance, *EOS*, **71**, 1471, 1990.
  - 4) Fukushima, Y., S. Kinoshita, and H. Sato, Measurement of  $Q^{-1}$  for S Wave in Mudrock at Chikura, Japan: Comparison of Incident and Reflected Phases in Borehole Seismograms, *EOS*, **71**, 900, 1990 (Proceeding of the 1990 Western Pacific Geophysics Meeting in Kanazawa).
  - 5) Fukushima, Y., S. Kinoshita, and H. Sato, Measurement of  $Q^{-1}$  for S Wave in

- Mudstone at Chikura, Japan : Comparison of Incident and Reflected Phases in Borehole Seismograms, Bull. Seism. Soc. Am., 1991 (投稿中) .
- 6) 干場充之, 2次元空間での多重散乱とエネルギー保存—コーダ波生成のシミュレーション—, 地震学会講演予稿集, No. 1, C68, 1989.
  - 7) 干場充之, 3次元空間での多重散乱とエネルギー保存—コーダ波生成のシミュレーション—, 地震学会講演予稿集, No. 2, C90, 1989.
  - 8) Hoshiya, M., Simulation of Multiple Scattered Coda Wave Excitation Based on the Energy Conservation Law, Phys. Earth Planet. Inter., 1991 (印刷中)
  - 9) 干場充之, 多重散乱生成のシミュレーションからみたCoda Q及びSeismic Albedo  $B_0$ , 地震学会講演予稿集, No. 1, E12-03, 1990.
  - 10) 干場充之・佐藤春夫・M. Fehler, 地震波形全体の解析による散乱減衰と吸収減衰の分離—多重等方散乱波生成のシミュレーションをもとにして—, 地震学会講演予稿集, No. 2, A100, 1990.
  - 11) Hoshiya, M., H. Sato, and M. Fehler, Numerical Basis of the Separation of Scattering and Intrinsic Absorption from Full Seismogram Envelope : a Monte-Carlo Simulation of Multiple Isotropic Scattering, Papers in Meteorology and Geophysics, 1991 (投稿中) .
  - 12) 岸本章士・木下繁夫, 関東地域南西部の地殻内におけるS波の減衰特性, 土木学会第44回年次学術講演会予稿集, 916-917, 1989.
  - 13) 岸本章士・木下繁夫, S波の伝播経路減衰表現式について, 土木学会第45回年次講演会予稿集, 1032-1033, 1990.
  - 14) 増田幸治, Pコーダ波振幅とマグニチュードの関係, 地震学会講演予稿集, No. 2, C42, 1990.
  - 15) 松本 聡, モンテカルロ法による散乱過程のシミュレーション (研究成果発表会要旨 <5/17/1989>).
  - 16) 野口伸一, 最大速度振幅の距離減衰の地域性とマグニチュード(2), 地震学会講演予稿集, No. 2, B58, 1988.
  - 17) 野口伸一, 最大速度振幅の距離減衰の地域性と地震のマグニチュード, 国立防災科学技術センター研究速報, No. 86, 1990.
  - 18) Noguchi, S., Regional Difference in Maximum velocity Amplitude Decay with Distance in the Kanto-Tokai District, Central Japan, EOS, 71, 900, 1990 (Proceeding of the 1990 Western Pacific Geophysics Meeting in Kanazawa).
  - 19) 野口伸一, 関東・東海地域における最大速度振幅の距離減衰特性 (執筆中) .
  - 20) 小原一成・佐藤春夫, 反射波コーダ波形の数値シミュレーション, 地震学会講演予稿集,

- No. 2, B76, 1988.
- 21) Obara, K. and H. Sato, Existence of an S Wave Reflector Near the Upper Plane of the Double Seismic Zone Beneath the Southern Kanto District, Japan, 日米合同地震学会ハワイ大会予稿集 (Seismol. Res. Lett.), **51**, No. 1, 1988.
  - 22) Obara, K. and H. Sato, Existence of an S Wave Reflector Near the Upper Plane of the Double Seismic Zone Beneath the Southern Kanto District, Japan, J. Geophys. Res., **93**, B12, 15,037-15,045, 1988.
  - 23) Obara, K., Regional Extent of the S Wave Reflector Beneath the Kanto District, Japan, Geophys. Res. Lett., **16**, 839-842, 1989.
  - 24) Obara, K., Strong Inhomogeneity in the Wedge Mantle Revealed from the Broadening of Seismogram Envelope, EOS, **71**, 898, 1990 (Proceeding of the 1990 Western Pacific Geophysics Meeting in Kanazawa).
  - 25) 小原一成, 深発地震のS波包絡線における最大振幅の遅れ, 地球惑星科学関連学会講演予稿集, **99**, 1990.
  - 26) 小原一成・佐藤春夫, 深発地震のS波包絡線における最大振幅の遅れ(2), 地震学会秋季大会講演予稿集, **198**, 1990.
  - 27) 佐藤春夫・木下繁夫, 放物近似に基づく地震波包絡線の時間幅の拡大, 地震学会講演予稿集, No. 2, C13, 1988.
  - 28) Sato, H., Amplitude Attenuation and Coda Excitation in a Fractal Structure, 日米合同地震学会ハワイ大会予稿集 (Seismol. Res. Lett.), **59**, N. 1, 1988.
  - 29) Sato, H., Is the Single Scattering Model Invalid for the Coda Excitation at Long Lapse Time?, PAGEOPH, **128**, 43-47, 1988.
  - 30) Sato, H., Fractal Interpretation of the Linear Relation between Logarithms of Maximum Amplitude and Hypocentral Distance, Geophys. Res. Lett., **15**, 373-375, 1988.
  - 31) Sato, H., Broadening of Seismogram Envelopes in the Randomly Inhomogeneous Lithosphere Based on the Parabolic Approximation : South-eastern Honshu, Japan, J. Geophys. Res., **94**, 17735-17747, 1989.
  - 32) Sato, H., Study of Seismogram Envelopes Based on Scattering by Random Inhomogeneities in the Lithosphere, 第25回IASPEI講演予稿集, S13-13, 1989.
  - 33) 佐藤春夫・木下繁夫・鶴川元雄・小原一成, 安芸敬一教授講演速記録, 国立防災科学技術センター研究速報, **80**, 1-130, 1989.
  - 34) 佐藤春夫, 放物近似に基づく地震波包絡線の時間幅の拡大(2), 地球惑星科学関連学会1990合同大会講演予稿集, B11-06, 1990.



- 35) 佐藤春夫, 放物近似に基づく地震波包絡線の時間幅の拡大(3), 地震学会秋季大会講演予稿集, B91, 1990.
- 36) Sato, H., Unified Approach to Amplitude Attenuation and Coda Excitation in the Randomly Inhomogeneous Lithosphere, PAGEOPH, **132**, 93-121, 1990.
- 37) Sato, H., Study of Seismogram Envelopes Based on Scattering by Random Inhomogeneities in the Lithosphere, 1991, Phys. Earth Planet. Inter. (印刷中)
- 38) 佐藤春夫, 地震波の散乱, 地震, 1991 (印刷中) .
- 39) Scherbaum, F. and H. Sato, Inversion of Full Seismogram Envelopes Based on the Parabolic Approximation : Estimation of Randomness and Attenuation in SE Honshu, Japan, J. Geophys. Res., 1991 (印刷中) .
- 40) Scherbaum, F. and H. Sato, Inversion of Full Seismogram Envelopes Based on the Parabolic Approximation : Estimation of Randomness and  $Q_s$  in SE-Honshu, Japan, EOS, **70**, 1193, 1989.
- 41) Wu, R. S., Statistical Models for Lithospheric Heterogeneities Derived from Seismic Wave Scattering, 第25回IASPEI講演予稿集, S13-22, 1989.
- 42) Wu, R. S. and S. M. Flatte, Transmission Fluctuations Across an Arrey and the Heterogeneities in the Crust and Upper Mantle, PAGEOPH, **132**, 175-196, 1990.
- 43) 安川香澄・桑原保人・西澤 修・佐藤隆司, クラック群による弾性波減衰モデル実験 (研究成果発表会要旨 <1/24/1990> ) .

### (3) 震源における破壊過程の解明

- 1) Aki, K., Geometric Features of a Fault Zone Related to the Nucleation and Termination of an Earthquake Rupture, 1988 (preprint).
- 2) 福山英一・木下繁夫, 1987年千葉県東方沖地震の破壊過程の推定, 地震, **42**, 39-48, 1989.
- 3) Fukuyama, E., Dynamic Source Modeling Using the Empirical Green's Function Approach, 第25回IASPEI講演予稿集, S7-6, 1989.
- 4) Fukuyama, E., Source Process of the 1987 Earthquake off East Chiba Based on Relocated Aftershock Distributions, Seismol. Res. Lett., **61**, 33-34, 1990.
- 5) Fukuyama, E., Analysis and Interpretation of Heterogeneous Rupture Process : Application of EGF Method and Nonlinear Inversion Technique to Large Earthquakes, Tectonophys., 1991. (投稿中)
- 6) Fukuyama, E., Inversion for the Rupture Details of the 1987 East Chiba Earthquake, Japan, Using a Fault Model Based on the Distribution of Relocated Aftershocks, J.

- Geophys. Res., 1991. (印刷中)
- 7) House L. S., R. L. Kranz, O. Nishizawa, and T. Satoh, Use of Acoustic Emissions to Investigate Stresses in Laboratory Rock Samples, EOS, vol.70, No. 43, 1340, 1989.
  - 8) House L. S., Scientific Report of STA Fellowship Work, March to May, 1989, Los Alamos国立研究所所内報告書.
  - 9) 飯尾能久, 極微小地震の震源スペクトル (研究成果発表会要旨 <1/24/1990> ) .
  - 10) Iio, Y., Seismic Source Spectrum of Microearthquakes, Bull. Seismol. Soc. Am., 1991 (投稿中) .
  - 11) 木下繁夫,  $f_{\max}$  周辺の話, 地震, 41, 629-639, 1988.
  - 12) Kinoshita, S., Frequency Dependent Attenuation of Shear Waves in the Crust of the Kanto Area, Japan, and Source-controlled  $f_{\max}$  from the Deep Borehole Data, Bull. Seismol. Soc. Am., 1991 (投稿中) .
  - 13) Kinoshita, S., Source Controlled  $f_{\max}$  - an Observational Evidence, 1991. (執筆中)
  - 14) Masuda, K., O. Nishizawa, K. Kusunose, T. Satoh, M. Takahashi, and R. L. Kranz, Positive Feedback Fracture Process Induced by Non-uniform High-Pressure Water Flow in Dilatant Granite, J. Geophys. Res., 95, 21,583-21,592, 1990.
  - 15) 増田幸治・西澤 修・楠瀬勤一郎・佐藤隆司・高橋 学, 花こう岩中の水の流れと破壊過程—A E 震源分布とトモグラフィ—による考察—, 地震学会講演予稿集, No. 2, C80, 1989.

## 6. 研究抄録

1. 微小地震分布の解析による強度不均質性の解明 ..... (19-44)
2. 不均質構造における地震波の伝播特性の解明 ..... (45-84)
3. 震源における磁壊過程の解明 ..... (85-107)

## 6-1-1 再決定震源を用いた関東地域における $b$ 値の3次元分布

井元政二郎\*

防災科学技術研究所

### 1. はじめに

グーテンベルグ・リヒターの関係 $\text{Log}_{10}N = a - bM$  ( $a$ ,  $b$ は定数)は、地震の規模別頻度分布を表す関係式として有名である。 $b$ の値が媒質の不均質性や地震波の減衰に関係した定数 $Q$ に関係があるとの報告が多くなされている [例えば, Jin and Aki(1989), Mogi(1967)]. このため、 $b$ 値の空間分布を詳細に調べることは地震発生場における媒質の特性を研究する上で、重要な情報を与えるものと期待される。このような観点から、Ogata *et al.*(1989)は防災科学技術研究所(国立防災科学技術センターより改組)の微小地震観測結果をもとに、関東地域における $b$ 値の空間分布を調べた。その結果、千葉県中部などの地震密集域で $b$ 値の急激な深さ変化が現れると報告している。しかしながら、古川・井元(1990)は、茨城県南西部や千葉県中部における太平洋プレートとフィリピン海プレート境界地震の震源再決定を行い、防災科学技術研究所の震源決定結果には、大きい地震程震源が深く決まる等、地震の大きさに依存した偏りが含まれていると指摘している。例えば、ある震源密集域で小さい地震ほど震源が浅く決定されると、その震源域では $b$ 値は上部で大きく、下部では小さい値となり、 $b$ 値はみかけ上急激な変化を示すと考えられる。Ogata *et al.*(1989)の結果は、この影響を受けている可能性がある。このようなみかけ上の $b$ 値変化を取り除くため、井元ほか(1990)は、防災科学技術研究所の観測結果について震源の再決定を行い、これに基づいた関東地域の $b$ 値空間分布を求めた。ここでは、井元ほか(1990)の研究結果について簡単な紹介を行う。

### 2. 解析方法

#### (1) 震源再決定

古川・井元(1989)の指摘した震源位置の偏りを完全になくすためには、精度の高い走時が必要となり、また地震波速度の不均質性を反映させるには大量の計算が必要となる。そこで井元ほか(1990)では以下の手順により、観測点補正値を仮定し、通常の方法で再決

---

\*地圏地球科学技術研究部

定した。震源の再決定を行った範囲は $139.0^{\circ}\text{E}\sim 140.85^{\circ}\text{E}$ ,  $35.0^{\circ}\text{N}\sim 36.5^{\circ}\text{N}$ , 深さ $0.0\text{km}\sim 110.0\text{km}$ である。用いた観測点は、関東及びその周辺の42観測点である。

#### 1) 走時残差

震源再決定領域に1983年1月から1988年12月の期間に発生したマグニチュード1.5以上、10点以上で観測された地震について再決定を行った。

#### 2) 観測点補正値の推定

1)で得られた各観測点の走時残差の平均値を、観測点補正値とする。古川・井元(1990)の結果では観測点補正値は地域により系統的にばらついているので、上に述べた範囲を14の小領域に分け、それぞれについて観測点補正値を計算した。この際、地震が密集しているところでは、同じ領域に幾つもの地震群が含まれないように留意した。また、地震の密集していないところでは、 $b$ 値計算に際して導入する事前分布による平滑化が広範囲に働くため、先に述べた震源偏りの $b$ 値計算へ及ぼす影響は少ないと考え、比較的大きい領域をひとまとめにした。

#### 3) 震源再決定

2)で得られた補正値を用いて、各領域毎にマグニチュード1.5以上のすべての地震について震源再決定を行った。

#### (2) $b$ 値空間分布の推定

井元(1987)の方法を用いて $b$ 値の分布を求めた。図1に示された $140\text{km}\times 140\text{km}$ , 深さ $100\text{km}$ 以浅の範囲を、幅 $10\text{km}$ の格子で分け、再決定震源を用いて地震を分類し、各ブロックについて $b$ 値を求めた。計算には、1983年01月01日から1988年12月31日までに発生した $2.0\leq M < 4.0$ の地震およそ6200個を用いた。

### 3. 解析結果と考察

計算結果を東西断面を用いて例示すると図2, 図3となる。断面の位置は図1のA-A', C-C'に対応する。地震密集域相互の位置関係は、再決定前の震源でも再決定後のものと大差なく、震源再決定の範囲が $b$ 値の解析範囲とその周辺に限らるため、再決定前の震源が重ねて示されている。各ブロックについて得られた値はスプライン補間法を用いて滑らかにされている。 $b$ 値の等高線は $0.1$ 刻みで示され、太線が $b=1.0$ で、細線は $b>1.0$ , 破線は $b<1.0$ である。図2から、二重深発地震面の下面の活動域で $b$ が $1.0$ より大きくなっていることが分かる。図3において、 $b=1.0$ の等高線は東京湾直下において周辺部に比べ深くなっていることが認められる。Ogata *et al.*(1989)による太平洋プレートおよびフィリピン海プレートで $b$ 値が小さいとの結果は、今回の結果と調和的である。しかしながら、Ogata *et al.*(1989)の $b$ 値変動量が今回の結果に較べかなり大きい点については、地震密集域で $b$ 値の変化勾配が急であること

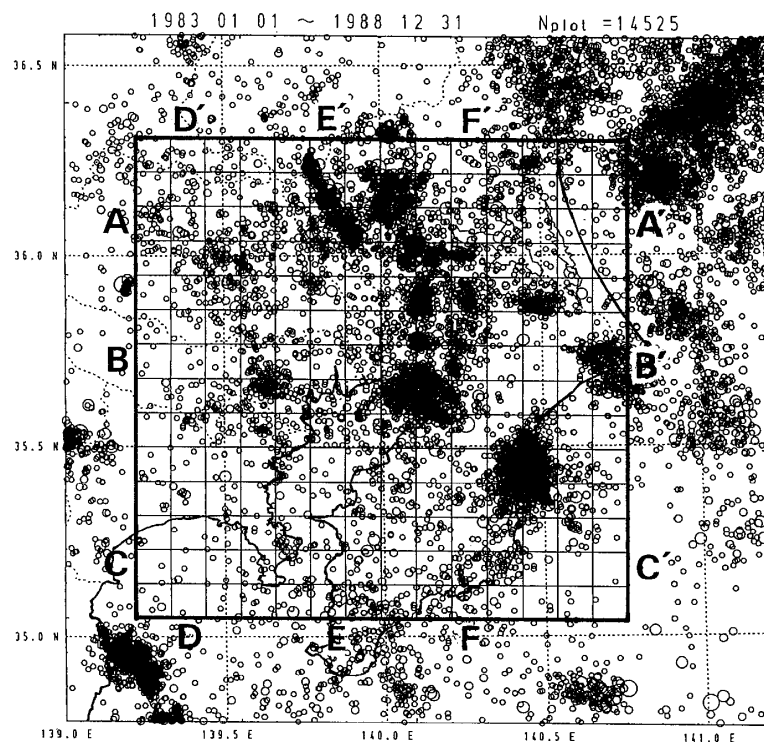


図1 関東地域の震央分布図とb値調査対象範囲.

Fig. 1 Epicenters of earthquakes and partitions of the studied area.

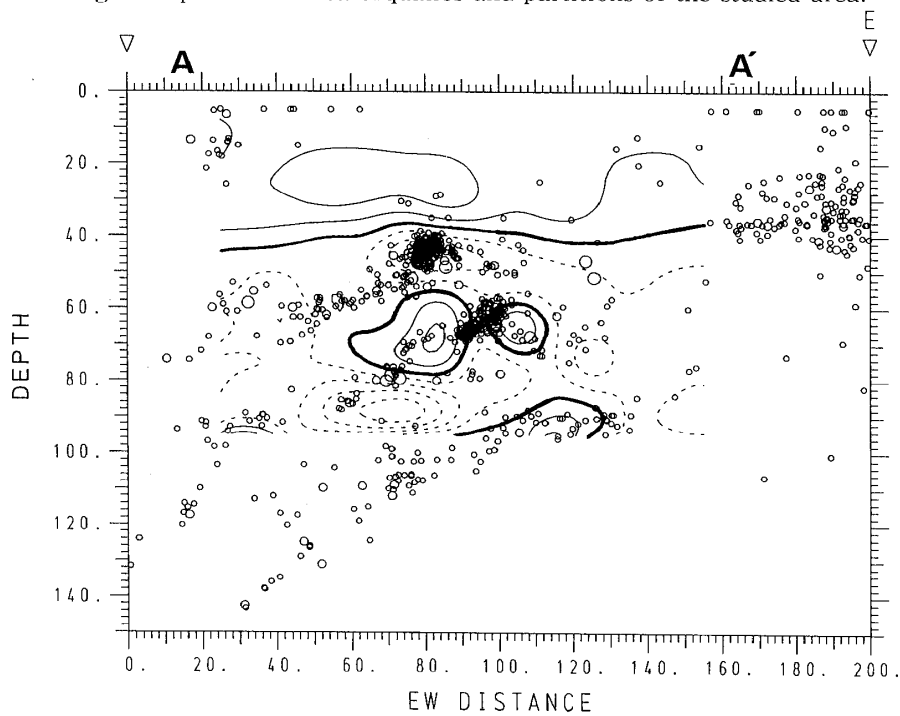


図2 b値等高線と震源分布の東西断面図(幅10km)。図1のA-A'に対応する。等高線の間隔は0.1刻みである。太線が $b=1.0$ を示し、実線および破線は各々 $b>1.0$ および $b<1.0$ を示す。

Fig. 2 b-value contours for the vertical cross section along the A-A' line in Fig. 1. Contours are drawn at an interval of 0.1. Thick solid, thin solid and dashed lines denote  $b=1.0$ ,  $b>1.0$  and  $b<1.0$ , respectively. Earthquake in the segments along A-A' are plotted for comparisons.

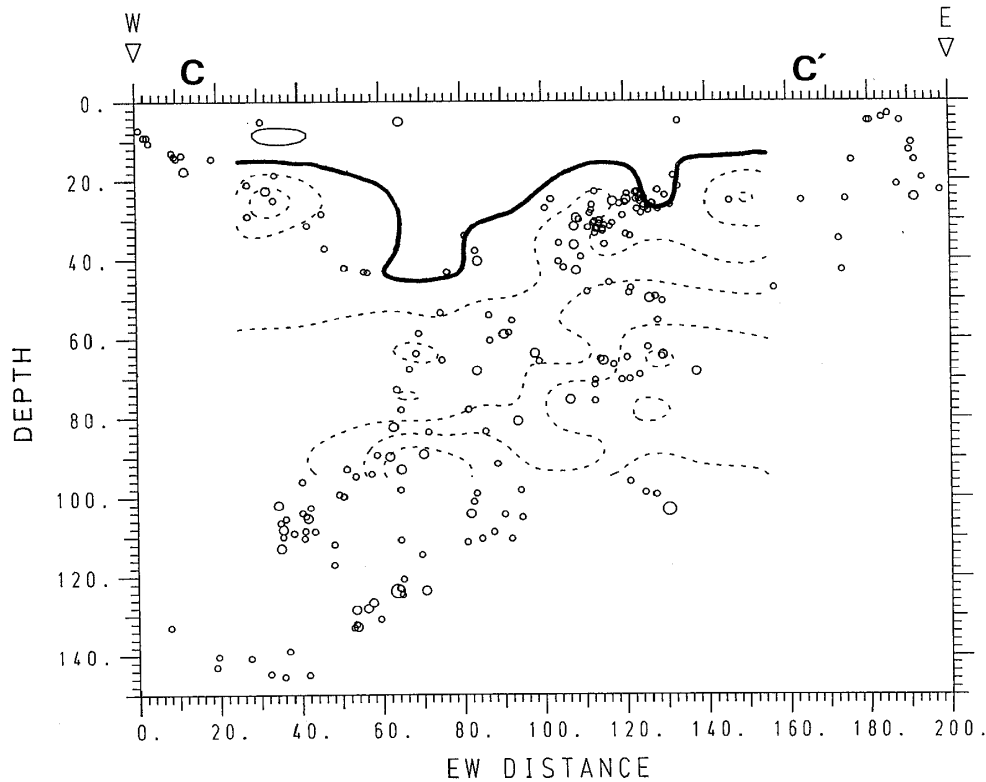


図3 図2に同じ。ただし、図1のC-C'に対応する。

Fig. 3 Same as Fig. 2 but along the C-C' line.

を考慮すると、地震の大きさに依存した震源位置の偏りに起因していると考えられる。b値の分布について得られたおもな結果は以下のとおりである。

- 1) 0~40kmの深さでは、ほぼ全域においてb値は1.0以上となっている。
- 2) 太平洋プレートの二重深発地震面下面でも、b値は1.0以上になっている。
- 3) 太平洋プレートやフィリピン海プレートでは、b値は小さくなっている様である。
- 4)  $b \geq 1.0$  の領域は東京湾直下において周辺部より深くなっている。

#### 参 考 文 献

- 1) 古川信雄・井元政二郎(1990)：茨城県南西部・千葉県中部地震の発生様式と地震発生の微細構造 (地震投稿中)
- 2) 井元政二郎(1987)：東海地域における最近のb値の時空間変化について。地震, 2, 40, 19-26.
- 3) Jin, A and Aki, K. (1989) : Spatial and Temporal correlation between coda Q and seismicity and its physical mechanism. J. Geophys. Res., 94, 14041-14059.
- 4) Mogi, K. (1967) : Earthquakes and fractures. Tectonophysics, 5, 35-55.
- 5) Ogata, Y., Imoto, M. and Katsura, K. (1989) : Three-dimensional spatial variation of b-values of magnitude frequency distribution beneath the Kanto district, Japan. (submitted to Geophysical Journal International).

## 6-1-2 岩石試料内の不均質なクラック密度分布と 水注入時の弾性波速度変化

西澤 修\*

地質調査所 地殻熱部

### 1. はじめに

Masuda *et al.*(1990)は、差応力下でダイラタンシー状態になった岩石試料に水を高圧力で注入し、マイクロクラックの発生場所をアコースティックエミッションの震源から、試料各部分の弾性波速度変化をトモグラフィーから求めた。彼らの実験では、マイクロクラックは水の注入以前すでに試料内に不均質に分布しており、水注入後の試料内各部の弾性波速度変化からは、水がマイクロクラック密度の高いところを選択的に浸透してゆくことが示された。クラックを含む岩石の弾性波速度はクラックの密度とクラック内部の状態に依存し、クラック内部が水で飽和されれば、弾性波速度は乾燥状態に比べて大きくなる。また、クラックが選択配向をしているときは弾性波速度の異方性が生じるため、試料内の各方向で弾性波速度は異なる。ここではクラックを含む物質の巨視的弾性定数計算法を用いて、Masuda *et al.*(1990)で得られた水注入時の岩石試料内各部の弾性波速度変化を解析する。

### 2. クラックを含む物質の弾性定数

通常クラックはディスクまたは扁平な回転楕円体形状の空洞で近似される。このとき、クラック周囲の物質(マトリックス)の弾性定数によって、クラックを含む物質全体の巨視的弾性定数を求めることができる。巨視的弾性定数を特徴づけるパラメータはクラック密度、 $\epsilon$ 、で、 $\nu$ を単位体積あたりのクラック数、 $a$ をクラックの長軸の長さとする、 $\epsilon = \nu a^3$ となる。巨視的弾性定数を求める計算にはこれまで数多くの研究があるが(Budiansky and O'Connell, 1976; Garbin and Knopoff, 1973, 1975; Hudson, 1981; Nishizawa, 1982など)、いずれの場合もクラック密度の小さい領域ではクラックを含む物質の巨視的弾性波速度は

$$(V_i/V_0)^2 = [1 - p_i \epsilon] \quad (1)$$

となる。ここで $V$ は弾性波速度、添字 $i$ はクラックの状態を示し、乾燥状態、飽和状態それぞれ

---

\*〒305 茨城県つくば市東1-1-3

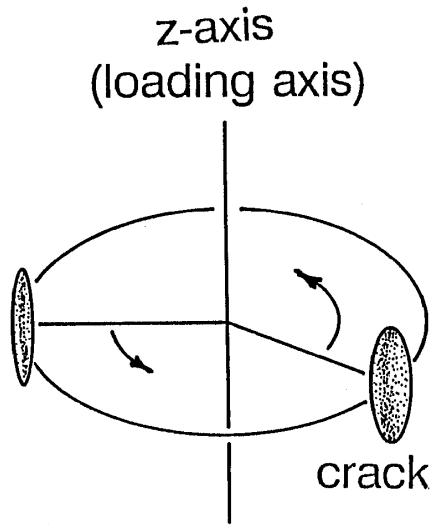


図1 クラック配向モデル. クラックの法線が主軸(z軸)に垂直な面内にランダムに分布しており平面等方性をもつ.  
 Fig. 1 Orientation of cracks. We consider the cracks of which normals are randomly oriented in the plane perpendicular to the z-axis. This orientation shows a transversely isotropic around the unique axis z.

れの場合を  $d$ ,  $w$  で示す. 添字 0 はマトリクス物質 (クラックを含まない岩石) を示す. 左辺はクラックを含まない状態に対して正規化された弾性波速度の 2 乗である. 扁平な形状のクラックをひとつだけ含む物質を考えると, これはクラックの短軸のまわりに平面等方的 (transversely isotropic) で六方晶系と等しい対称性を持つ. クラックの法線が図 1 に示されているような  $z$  軸に垂直な面内にランダム配向をしていれば, クラックをひとつだけ含む物質の弾性定数を用いて巨視的弾性定数を計算することができ, この場合は  $z$  軸を主軸とする六方晶系となる. ここでは Hudson (1981) の計算法を用い, マトリクス物質に等方性と  $\lambda = \mu$  とを仮定すると,  $z$  軸に垂直な面内の P 波速度は, クラックが乾燥, 飽和の各状態それぞれについて, (1) の  $\varepsilon$  に対する係数  $p_i$  は,

$$p_d = 71/21 \quad (\text{乾燥状態}) \quad p_w = 8/21 \quad (\text{飽和状態}) \quad (2)$$

となる. クラックの平均アスペクト比と孔隙率をそれぞれ,  $\alpha$ ,  $\phi$  とし,  $(4\pi/3)\varepsilon = \phi/\alpha$  より (1) 式の左辺を  $\phi/\alpha$  に対してプロットすると乾燥, 飽和それぞれの状態について図 2 に実線で示した直線となる. ここでマトリクスの P 波速度は 6.4 km/s を用いた. 以下ではこの結論を使って実験結果を解釈する. なお, ここで用いられる弾性波速度の値は西澤・他 (1990) のものとは異なる. これはモデルの違いであって, 西澤・他 (1990) では Soga *et al.* (1978) のモデルにもとづいていた. しかし, 図 1 のモデルのほうが実在のクラックの状態に近いと考えられる.

### 3. 実験結果の解析

Masuda *et al.* (1990) の実験によると試料軸の中央部を横切る場所の両端で, 水注入前後の弾性波速度変化および A E に著しい対比が認められる. いっぽうの端は多数の A E を発生し,



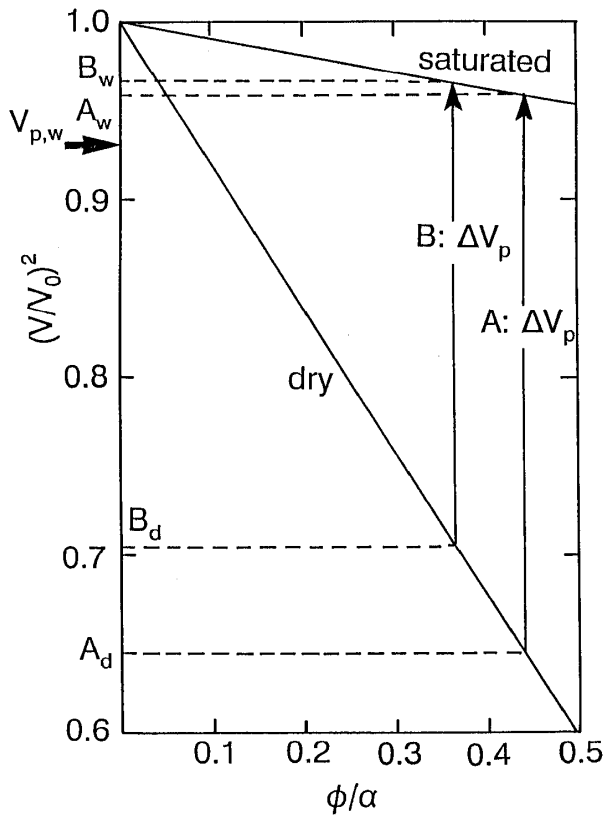


図2 規格化された弾性波速度の2乗,  $(V_i/V_0)^2$ の $\alpha/\phi$ に対する変化.  $\phi$ はクラックの孔隙率 $\alpha$ はアスペクト比である. 図1の $z$ 軸に垂直な面内に伝播する弾性波速度について, 乾燥, 飽和の各状態が示されている.

Fig. 2 Change of the square of normalized velocity with respect to the ratio  $\phi/\alpha$ . The normalized velocity is the ratio of the velocity of the cracked material to the matrix velocity.  $\phi$  is the crack porosity and  $\alpha$  is the average aspect ratio of the crack. The dry and the saturated cases are shown by solid the lines for the velocity propagating in the plane perpendicular to the unique axis in Fig. 1.

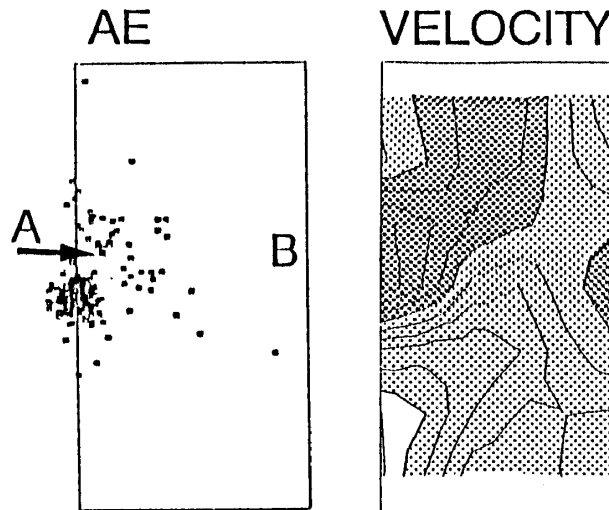


図3 ピクセルの位置. 割れ目密度はピクセルAで高く, Bでは低いことがアコースティックエミッションの震源分布よりわかる. 水注入中のある時点での弾性波速度変化の大きさが示されているが, 変化の大きさはピクセルAでは大きくBでは小さい.

Fig. 3 Location of the pixels A and B. The distribution of acoustic emission hypocenters indicates that the region in and around the pixel A is highly fractured, whereas the region in and around the pixel B is less fractured. The velocity structure shows larger velocity change in the pixel A than in the pixel B, in this stage of water injection.

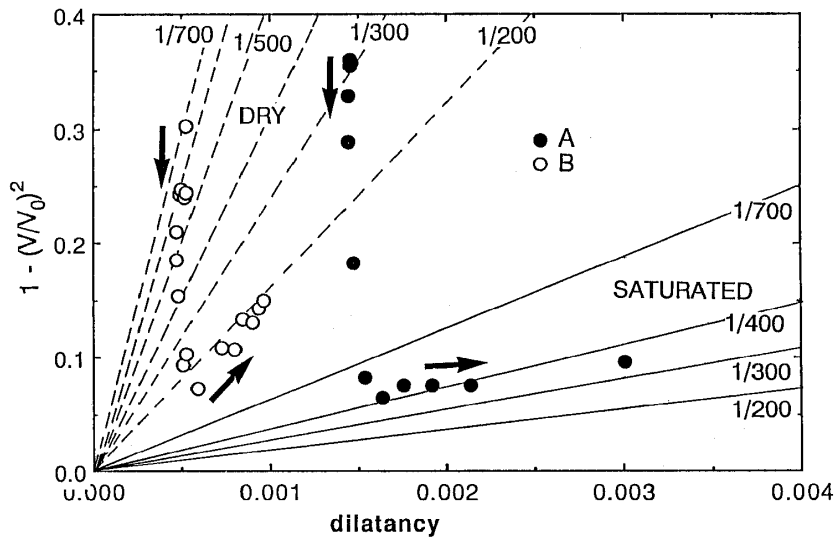


図4  $1 - (V_i/V_0)^2$  と非弾性体積ひずみ量の水注入時の変化。乾燥状態から水注入後の変化は矢印で示してある。  
 Fig. 4 Change of  $1 - (V_i/V_0)^2$  with respect to the dilatancy during water injection. The solid and open circles indicate the values of A and B, respectively. The arrows indicate the changes during water injection.

水注入後最初に弾性波速度変化が現れ、水がこの部分にいち早く選択的に浸透したことを示唆している。他方の端はAE数が少なく、弾性波速度変化は遅れて現れ、水が遅れて浸透したことを示している。図3には対照的な変化を示したそれぞれのピクセルの位置が、水を注入しているときのある時間帯におけるAE震源分布および弾性波速度の分布とともにA、Bで示されている。水を注入する前に観測された弾性波速度から求められた $(V_i/V_0)^2$ の値は図2に $A_d$ 、 $B_d$ で示されている。いまクラック内部に水が浸透し、この間クラック密度に変化がないまま水で飽和されたとすると、 $(V_i/V_0)^2$ は矢印で示したように $A_w$ 、 $B_w$ に変化する。ピクセルA、Bで観測された弾性波速度の最大値から得られる $(V_i/V_0)^2$ は両者ともほぼ同じで図1に $V_{p,w}$ で示されている。観測された弾性波速度変化は計算から予想される弾性波速度の値よりも小さい。これについて、1)試料が完全に飽和していない、2)クラック密度が増加した、という原因が考えられるが、ピクセルA、B周辺の非弾性体積ひずみは弾性波速度が最大値を示すまではほとんど増加していないので、クラック密度の増加は考えにくい。したがって、水の注入後も岩石試料が完全に飽和していないと考えられる。

つぎに、ピクセルA、B周辺の非弾性体積ひずみと弾性波速度の比の相対変化量 $1 - (V_i/V_0)^2$ との関係を図4に示す。 $\phi$ と弾性波速度の相対変化との間には、傾きが $\alpha$ で決まる直線関係が得られる。図4にはさまざまな $\alpha$ の値について、乾燥、飽和のそれぞれの状態に対応する直線が描かれている。非弾性体積ひずみ $\phi$ の原因を、図1に示したようなクラックによるものと考えると、これらのクラックの平均アスペクト比を求めることができる。図4によるとAのクラ

ックのアスペクト比はBに比べ大きく、より球に近い形状のクラックが多いことを示している。注入後はA, Bいずれも弾性波速度が増加するが、アスペクト比が同じときの飽和の直線には到らず、ふたたび弾性波速度は減少しはじめる。弾性波速度が最大値を示すあたりから非弾性体積ひずみの増加が顕著になるが、これに伴う弾性波速度の相対変化量は、Aでは乾燥時のアスペクト比(1/300)の飽和時の直線にほぼ沿うように変化するが、Bでは乾燥時と同じアスペクト比(1/700)の飽和時の直線から遠ざかりながら変化する。これはクラックの増加に伴い、Aには水が供給されるが、Bには水が十分供給されず、新たに発生するクラックが乾燥状態に近くなるためであろう。

地殻応力の増加に伴い地震の震源域で破壊が発生し地下水の流動が生じたとき、水は破壊の程度がわずかに大きい破壊領域を選択的に流れ、この領域の破壊をますます広げる。これによってより多くの水が破壊域に集まる。これに対し、その周辺の岩石は破壊が進行していても、その程度は水の集中している破壊域よりは少なく、水の供給も少ないのでクラックは乾燥状態に近くなる。このように大きな破壊の前には、弾性波速度の分布は不均質の度合をますます強める傾向があり、破壊が近づくとつれて震源とその周囲の物性の違いをますます大きくする。

#### 参 考 文 献

- 1) Budiansky, B., and R. J. O'Connell (1976) : Elastic moduli of a cracked solid, *Int. J. Solids Struct.* **12**, 81-97.
- 2) Garbin, H. D. and L. Knopoff (1973) : Compressional modulus of a material permeated by a random distribution of circular cracks. *Quart. Appl. Math.*, **30**, 453-464.
- 3) Garbin, H. D. and L. Knopoff (1975) : Elastic moduli of a medium with liquid-filled cracks. *Quart. Appl. Math.*, **33**, 301-303.
- 4) Hudson, J. A. (1981) : Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys. J. Royal astr. Soc.*, **49**, 181-201.
- 5) Masuda, K., Nishizawa, O., Kusunose, K., Satoh, T., Takahashi, M. and Kranz, R. (1990) : Positive feedback fracture process induced by non-uniform high-pressure water flow in dilatant granite. *J. G. R.*, **95**, 21,583-21,592.
- 6) Nishizawa, O. (1982) : Seismic velocity anisotropy in a medium containing oriented cracks-transversely isotropic case. *J. Phys. Earth*, **30**, 331-347.
- 7) 西澤 修・増田幸治・楠瀬勤一郎(1990) : 3軸応力下にある岩石試料のP波トモグラフィ—横等方的弾性波速度異方性を有する場合—, 地震学会講演予稿集、10月。
- 8) Soga, N., Mizutani, H., Spetsler, H. and Martin, III, R. J. (1978) : The effect of dilatancy on velocity anisotropy in Westerly granite. *J. G. R.*, **83**, 4451-4458.



### 6-1-3 AE震源分布に対する粒径の影響

楠瀬勤一郎\*

地質調査所 環境地質部

#### 1. はじめに

地震波の散乱源の分布とリソスフェアを構成している構造の間になんらかの関係が見つければ、散乱減衰の地域的な変化についての理解がより深まると考えられる。Wu and Aki (1985)は、局所地震の記録を用い、コーダ波のスペクトルと散乱減衰の周波数依存性を調べ、地震波の散乱源の寸法にある臨界値があって、その長さ以上のスケールでみたときには散乱源の分布がフラクタル構造を示す、いわゆるバンドリミテッドなフラクタル構造をしており、さらに、地殻での臨界値の方が上部マントルに比べ短いという事を示した。この結果は、地殻の方が上部マントルよりも小さいスケールまで不均質な構造を持っていると仮定できれば、散乱源の分布とリソスフェアを構成している構造のスケールとの間に明かな関係がある事を示すものである。地震の震源分布は散乱源となる断層や亀裂の分布を反映していると考えられるので、散乱源の三次元分布を推定する手がかりとなる。室内実験においては、アコースティック・エミッション (AE) が地震と対応した物理現象であるので、散乱源と構造のスケールとの間の関係を明かにするために、造岩鉱物の粒径が異なった花崗岩を同一条件下で圧縮し、その際岩石内部に発生するAE震源の空間分布と岩石を構成する鉱物の平均的な粒径との関係を調べた (Kusunose *et al.*; 1990)。

#### 2. 実験方法

実験に用いた岩石は大島花崗岩と稲田花崗岩で、これらは石英・長石・黒雲母・角閃石より構成されている。岩石中にこれらの鉱物の含まれている比率は共にほぼ同じで、両者の主な違いは岩石を構成する鉱物の結晶の寸法である。AEの震源となる微小破壊は主に石英中に発生するが、稲田花崗岩を構成する石英の粒径は3-10mmの範囲に、また、大島花崗岩では1-2mmに分布し、平均粒径はそれぞれ5mmと1mmである。これらの岩石を高さ100mm、直径50mmの円柱に整形し、封圧50MPa下で軸圧を上げて破壊した。その際に発生する微小破壊

---

\*〒305 茨城県つくば市東1-1-3

音 (AE) を試料側面及び試料上下端に置いた共振周波数2MHzの圧電素子20個によって検出し、これらの初動到着時刻から佐藤・他(1987)の方法で震源をもとめた。AEが非常に高周波(100KHz~1MHz)であるために、圧電素子で検出された信号は増幅された後トランジェントレコーダーに一度収録され、その後、ホストコンピュータに送られる。この伝送能力は1イベントあたり約1秒かかるため、試料の破壊間際になるとAE活動が活発になり、記録できないイベントの数が急激に増加する。また、破壊強度の80%以下の軸圧では、4点以上の観測点で初動の到達時刻が読める波形が記録されたイベントは、すべて誤差2mm以下で震源を求める事ができたが、軸圧が破壊強度の80%以上になると弾性波の減衰が大きくなり、初動到達時刻の読みとりが難しくなるため、決定精度が悪いものが増える。そこで、破壊強度の

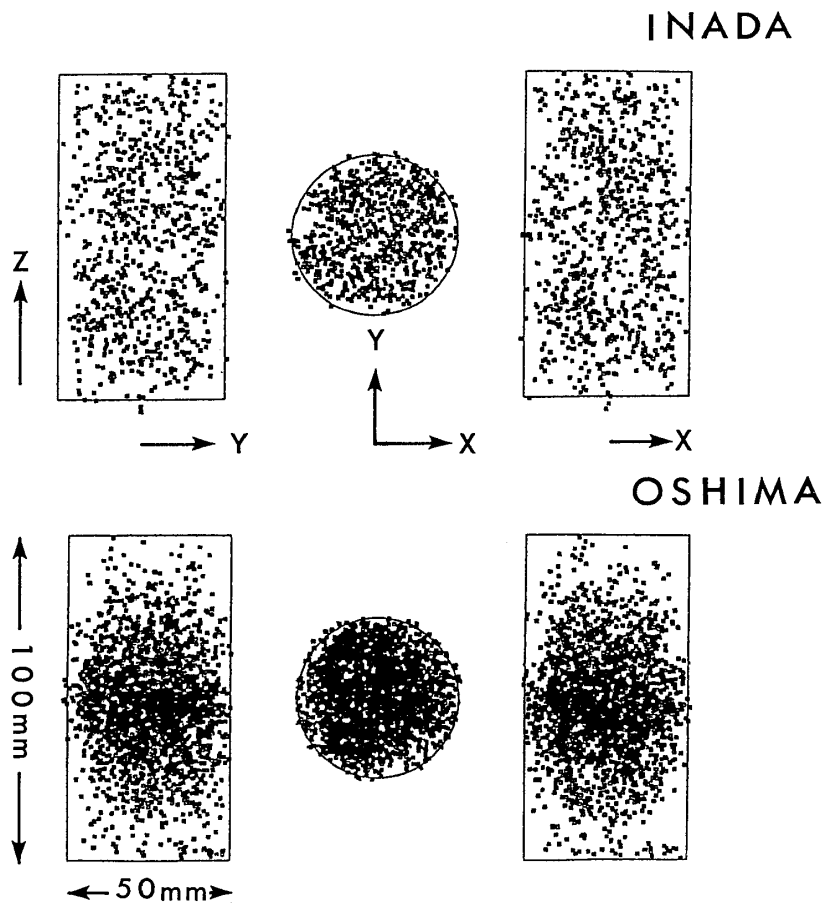


図1 50MPaの封圧下で、破壊強度の80パーセントの軸圧に至るまでに稲田花崗岩及び大島花崗岩試料中に発生したAE震源の空間分布。震源は、2mm以内の精度で、各々の試料についてそれぞれ885、2365個求められた。

Fig. 1 Map of AE hypocenters for Inada (top) and Oshima (bottom) granites. The hypocenters are plotted for the events that occurred at axial stress below 80% of the fracture strength under confining pressure of 50MPa. In this stress range, 885 and 2365 events were located with an accuracy of 2mm for Inada and Oshima granites, respectively.

80%までの軸圧下で生じたイベントを解析の対象にした。この軸圧範囲で震源が得られたAEの数は稲田花崗岩で885個、大島花崗岩で約2,365個であった(図1)。空間分布の性質を定量的に表すため、これらの空間分布に対して、Hirata *et al.* (1987)が用いたと同様、Grassberger(1983)の方法によりフラクタル次元を求めた。

### 3. 結 果

図2の横軸はイベントの震源間距離 $r$ 、縦軸は震源距離が $r$ よりも小さいイベントのペアの数を全体のペアの数で規格化したもの(コリレーションインテグラル)で、データがこの

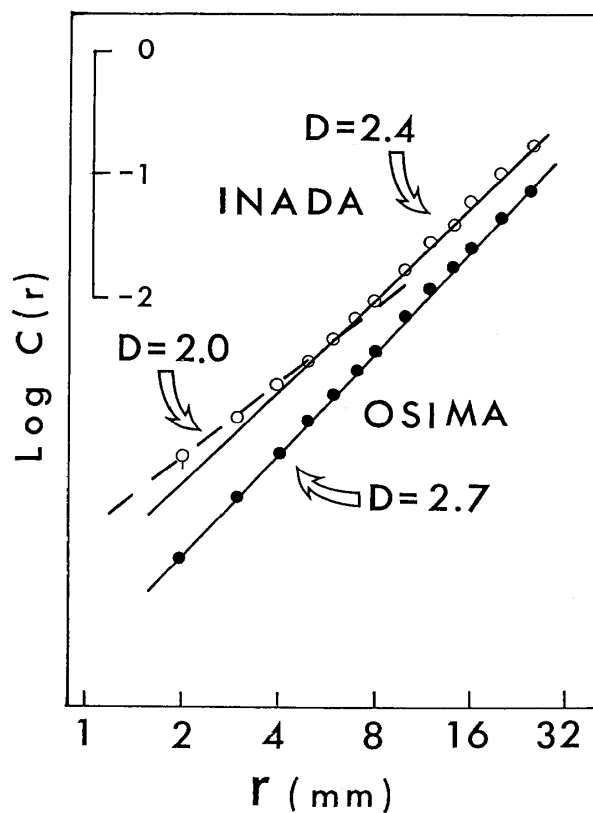


図2 稲田及び大島花崗岩のAE震源分布のコリレーションインテグラルと震源間の距離。大島花崗岩のデータは直線にのり、本図で示されている震源距離の範囲では、この空間分布がフラクタル次元2.7のフラクタル構造をしている事が分かる。一方、稲田花崗岩のデータは、この範囲で一本の直線ではなく、途中で折れ曲がった直線にのっているように見え、空間分布がバンドリミテッドなフラクタル構造をしているように見える。そう考えた場合、粒径より大きな震源距離間でのフラクタル次元が2.4、それ以下でのフラクタル次元は2.0となる。

Fig. 2 Correlation integral vs. log distance for Inada and Oshima granodiorites. The Oshima granite data fall on a straight line. This shows that the AE hypocenter distribution of Oshima granite has a single fractal structure with a fractal dimension of 2.7. In contrast, the Inada granite data fall on two straight lines and show band-limited fractal structure; the fractal dimension for the distance range longer than the grain size is 2.4 and that for the shorter range is 2.0.

図で直線に乗れば、この震源分布はフラクタル構造をしており、その直線の傾きがフラクタル次元を示す。図2から、大島花崗岩の場合にはそのAE震源分布が、2mm以上の震源間距離ではフラクタル次元が2.7の単一のフラクタル構造を示しているのに対し、稲田花崗岩では、平均粒径に対応した5mmあたりで、それより大きな震源間距離とそれ以下とでそれぞれ別の傾きを持った直線にデータが乗っている。これは、稲田花崗岩中に生じたAEの分布が、このふたつの領域で2.4と2.0のそれぞれ別のフラクタル次元を持つフラクタル構造を持っていることを示しており、粒径という一つの構造単位が、バンドリミテッドなフラクタル構造の臨界長さを決めている事を示唆している。

#### 参 考 文 献

- 1) Grasberger, P.(1983) : Generalized dimension of strange attractors. Phys. Letter. **97A**, 227-230.
- 2) Hirata, T., Satoh, T. and Ito, K.(1987) : Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock. Geophys. J. R. Astr. Soc., **90**, 369-374.
- 3) 佐藤隆司・楠瀬勤一郎・西澤修(1987) : ミニコンピュータを用いたAE波形計測処理システム—高速デジタル記録と自動震源決定—。地質調査所月報, no.38, 295-303.
- 4) Wu, R. -S., and Aki, K. (1985) : The Fractal nature of the inhomogeneities in the lithosphere evidenced from seismic wave scattering. Pure Appl. Geophys., **123**, 805-818.
- 5) Kusunose, K., Lei, X., Nishizawa, O., Satoh, T. and Masuda, K.(1990) : Grain size dependance of AE Hypocenter Distribution in Granitic Rock. Phys. Earth Planet Inter., in press.



## 6-1-4 関東直下の微小地震のマグニチュード分布にみる 3次元不均質性

尾形良彦\*

統計数理研究所

### 1. 指数分布パラメータの客観ベイズ法による推定とデータ

地震の大きさの分布はGutenberg-Richterの法則 $\log_{10}N(M) = a + bM$ によって、以下のよう  
な指数分布に従っている。

$$f(M | \beta) = \beta \exp\{-\beta(M - M_c)\}, \quad (M > M_c)$$

ただし、 $M_c$ は下限のマグニチュード、 $\beta = b \cdot \log_e 10$ である。係数 $b$ が地域や時期によって異  
なることが明らかになって、これが地質や応力場を反映する物理量として注目され、 $b$ 値の研  
究が数多く報告されている。今研究では上記の指数分布の係数 $\beta = \beta(x, y, z | \theta)$ を3次元スプ  
ライン関数でモデル化しこれを推定するのが目的であった。防災科学技術研究所によって検  
知・編集された微小地震の震源データのうち、図1に示す関東地方直下100kmの深さまでの  
空間に1983年7月から1988年12月までに発生したもの $\{(x_i, y_i, z_i; M_i), i=1, 2, \dots, I\}$ にもと  
づいて推定する。今回の解析にとって、特に深さをはじめとした震源パラメータの精度が十  
分である点が重要である。検出マグニチュードを吟味した結果、図1 bに示す折れ点線で示  
された面を境界に西側(内陸部)では $M_c = 2.00$ 、東側(太平洋沖合い)及び深部では $M_c =$   
 $2.50$ とした。これらのマグニチュード以上の約1万個の微小地震データに対して、スプライン  
関数の係数である1001個のパラメータ $\theta = \{\theta_k\}$ に関する尤度(likelihood)を次のように考  
えることができる。

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^I \beta(x_i, y_i, z_i | \theta) \exp\{-\beta(x_i, y_i, z_i | \theta)(M_i - M_c)\}, \quad M_i \geq M_c$$

最尤法(尤度を最大にするパラメータを推定値とする)によって $\theta$ を求めるのは困難であるた  
め、関数 $\beta = \beta(x, y, z | \theta)$ の急激な変動を押さえる制約(ペナルティ)関数

$$\Phi_1(\theta | w_1, w_3) = \int w_1 \{(\partial\beta/\partial x)^2 + (\partial\beta/\partial y)^2\} + w_3 (\partial\beta/\partial z)^2 dx dy dz$$

および

\*〒106 東京都港区南麻布4-6-7

$$\Phi_2(\theta | w_2, w_4, w_5) = \int w_2 \{ (\partial^2 \beta / \partial x^2)^2 + 2(\partial^2 \beta / \partial x \partial y)^2 + (\partial^2 \beta / \partial y^2)^2 \} \\ + w_4 \{ 2(\partial^2 \beta / \partial x \partial z)^2 + 2(\partial^2 \beta / \partial y \partial z)^2 \} + w_5 (\partial^2 \beta / \partial z^2)^2 dx dy dz$$

を考え、ペナルティ付き対数尤度関数

$$Q(\theta | w_1, w_2, \dots, w_5) = \log L(\theta) - \Phi_1(\theta | w_1, w_3) - \Phi_2(\theta | w_2, w_4, w_5)$$

の最大化によってスプラインのパラメータを推定することになる。

しかしながらここで決定的なのはペナルティ関数に関する重み  $w_1, w_2, \dots, w_5$  の決定である。重みの値しだいで変動の様相が全く違ってくる。とくに、 $w_1 = w_3$  かつ  $w_2 = w_4 = w_5$  であるか否かは、スプラインの変動の制約、すなわち  $b$  値の3次元分布が、等方的であるか亦は水平・深さ方向に対して異方的であるかに関わる。この問題を解くために、ペナルティ関数を対数事前分布 (log prior) と考え、AICと同じようにABICによる、いわゆる客観ベイズ法に

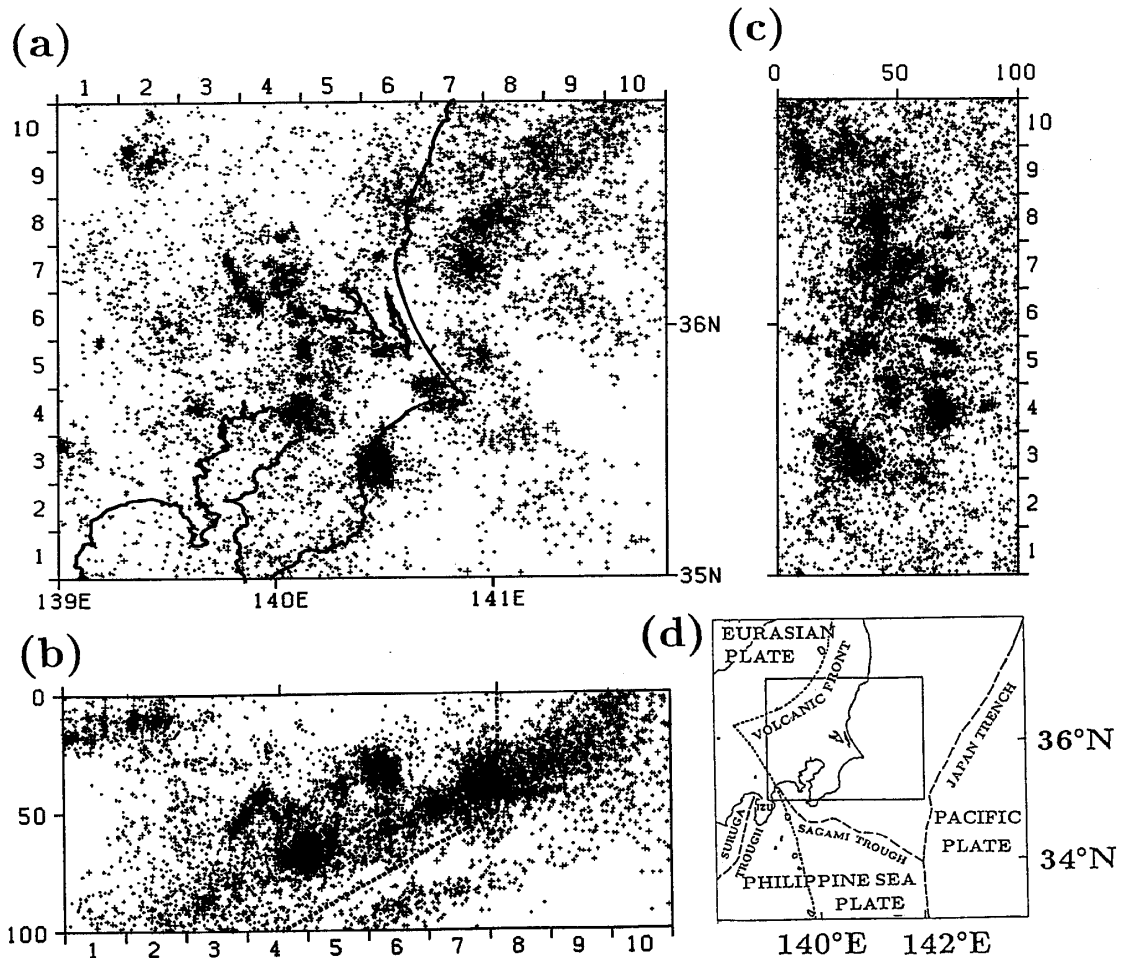


図1  $b$  値の推定に用いた地震の震源分布

Fig. 1 Hypocenters of earthquakes used in the evolution of the  $b$ -value.

よって最適のものを選ぶことにする。技術的な問題は様々にあるがここでは触れない。詳細は参考文献を参照していただきたい。事後分布 (posterior) から地域的に  $b$  値の推定誤差を求めることができる。

## 2. マグニチュード分布の3次元的地域性

解析の結果、水平・深さ方向に対して異方的なペナルティの重み付けが等方的なものより優れていることがABCで50以上の差で示された。しかも重みの推定値から水平方向より深さ方向の方が大きいことが期待される。事実、図2の東西方向断面の  $b$  値分布を見るとそうになっている。事後分布から求めた  $b$  値の地域毎の推定誤差は関東直下の直方体の表面縁部を除いて0.2程以下であったので  $b$  値分布の等高線の間隔を0.2にしている。さらに地震が集中している近辺では0.1以下の推定誤差になっている。  $b=1.0$  を境に、低い  $b$  値の部分には影をつけ

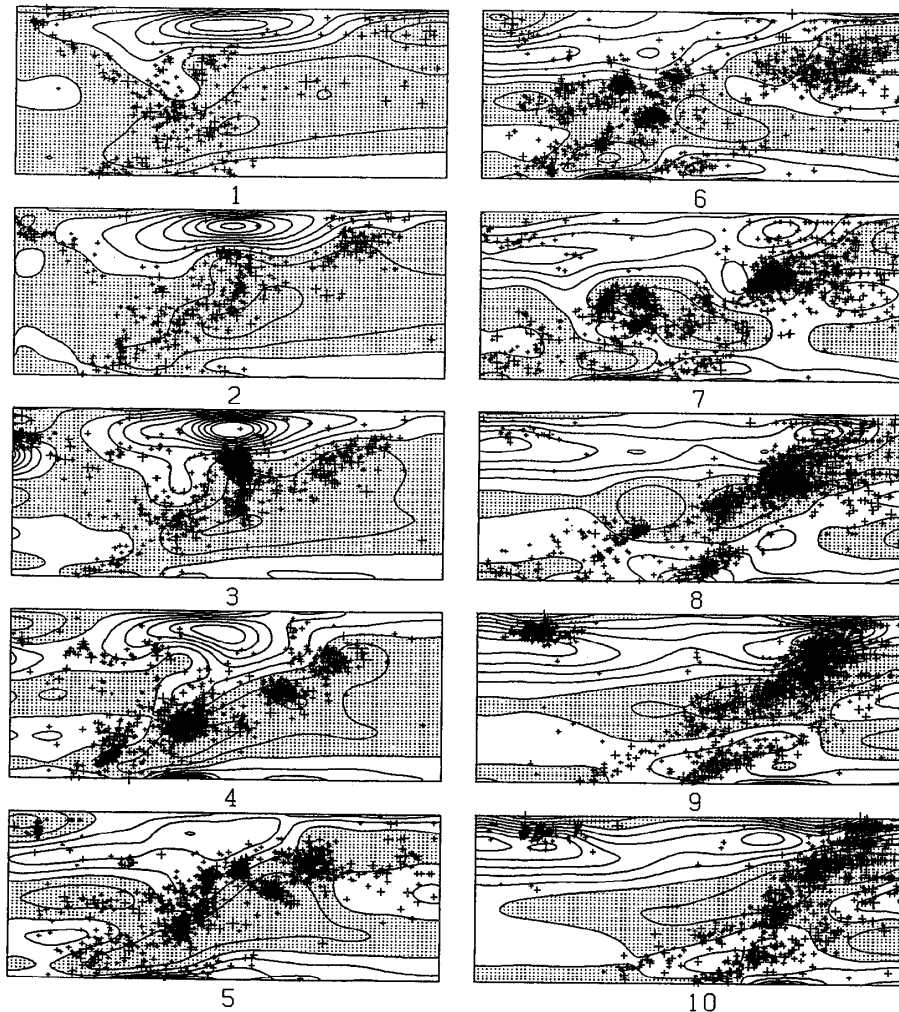


図2  $b$  値の3次元分布

Fig. 2 Three dimensional distribution of the  $b$ -value.

である。図2の10枚の断面図は、南端から北端まで、図1(a)の左端の番号に対応したものである。この $b$ 値推定の他に、下限マグニチュードを上げて、それぞれ全域で $M_c=2.50$ および $2.75$ の場合の $b$ 値分布を同様に客観ベイズ法で計算したところ、得られたパターンは大変良く似ていることが確認された。 $b$ 値分布のパターンと、同じ関東地方直下のP波速度異常分布およびS波減衰異常分布も比較してみた。

図2に示す東西方向断面図のほか南北方向断面図および水平断面図からみて、関東直下の $b$ 値分布、 $\beta(x, y, z | \theta)$ について、以下のような興味のある知見が得られた。(1)水平方向に比べて深さ方向の変化が激しい。(2)狭い余震域の中でも有意な変化がみられる。(3)太平洋プレートの上境界で低いが、その二重震源面では高い。(4)ユーラシアプレート内、特に西北の火山地帯では高い。(5)沈み込む太平洋プレートに対して垂直に大きさが急激に変化している。(6)フィリピンプレート上部では低い。(7)関東中央部直下では3つのプレートの複雑な相互作用を反映して激しい変化が見られる。(8) $b$ 値の高・低領域は、各々、P波速度異常およびS波減衰異常の低・高領域に対応している。

#### 参 考 文 献

- 1) Ogata, Y., Imoto, M. and Katsura, K. (1991) : Three-dimensional spatial variation of magnitude frequency distribution beneath the Kanto District, Japan. Geophys. J. Int., in press.

## 6-1-5 地震の空間分布のマルチフラクタル構造

平田隆幸\*

筑波大学 物理工学系

クラックを含む岩石やジョイント・断層を含む地殻などの不均質物質の破壊現象は、時間・空間・規模の分布や破壊パターンにおいてフラクタル構造を示す(Hirata, 1987; Hirata *et al.*, 1978; Hirata 1989a, 1989b). 地震は、時間・空間・規模の分布においてフラクタル構造を示す典型的な例である。Gutenberg-Richter式は、地震のサイズ分布がフラクタル構造をしていることを示し、余震の大森公式は、時間次元でのフラクタル構造に対応している。また、断層やジョイントなどの破壊のパターンもフラクタル幾何構造をしている。

震源の空間分布も、また、フラクタル構造をしている。地震の震源の空間分布のフラクタル構造に関しては、従来、均質なフラクタル(homogeneous fractal)を仮定した解析がおこなわれてきている。地震の空間分布などの複雑なパターンを特徴づける一次近似的パラメータとして、フラクタル次元は大きな成功をおさめた。しかし、地震の空間分布のような複雑なパターンを特徴づけるためには、均質なフラクタル構造を仮定したフラクタル次元だけでは、不十分である。

そこで、1パラメータスケールリングによるフラクタル次元を拡張した概念として、マルチフラクタルが現れた。マルチフラクタルは、1パラメータスケールリングによるフラクタルを多パラメータスケールリングに拡張したものであり、不均質なフラクタル(heterogeneous fractal)をも特徴づけることができる。

ここでは、一般化次元をもちいてマルチフラクタル解析をおこなった。1パラメータスケールリングであるフラクタル次元を一般化した一般化次元は、

$$D_q = \frac{1}{(q-1)} \lim_{l \rightarrow 0} \frac{\log \sum p_i^q}{\log l}$$

によって定義される。ここで、 $p_i$ はサイズ $l$ のboxに震源が入る確率である。1パラメータによってスケールされる均質なフラクタルでは、 $D_0 = D_1 = D_2 = \dots = D_q = \dots = D_\infty$ の関係がえられ、不均質なフラクタルにおいては、 $D_0 > D_1 > D_2 > \dots > D_q > \dots > D_\infty$ の関係がえられる(Grassberger, 1983)。なお、 $D_0$ は容量次元、 $D_1$ は情報量次元、 $D_2$ は相関次元に対応している。一般化次元を求めることによって、地震の空間分布が均質なフラクタル構造をしているか、不均質

\*〒305 茨城県つくば市天王台1-1-1

なフラクタル構造をしているかを調べることができる。

防災科学技術研究所の微小地震観測ネットによってえられた、微小地震のデータを解析した。解析には、1982年5月～1988年10月の間に関東地域（北緯35～37，東経139～141）で発生した、マグニチュード2.0以上の浅い地震（ $\leq 60\text{km}$ ），7013個を用いた。

Fig. 1に、 $q$ を変化させた時の $q$ に対する一般化次元 $D_q$ の値を示す。 $D_q$ の値は、 $q$ が増加するにつれて減少している。このことから地震の震源の空間分布は、均質なフラクタル構造をしているのではなく不均質なフラクタル構造をしていることがわかった。 $D_2=2.2 \geq D_3 \geq \dots \geq D_\infty=1.7$ であった。

$D_\infty$ は、もっともクラスターの密度の高い地震の震源分布のフラクタル次元に対応している。関東地域の震源の空間分布のフラクタル次元は $D_2=2.2$ であるが、 $D_\infty$ は1.7となり、均質なフラクタル構造を仮定したときに予想されるよりも、高い密度でのクラスターが存在していることがわかった。

マルチフラクタル解析は新しい手法であり、地震の震源分布などの複雑なパターンの解析に有用であり、今後の研究が期待される（Hirata and Imoto, 1990）。

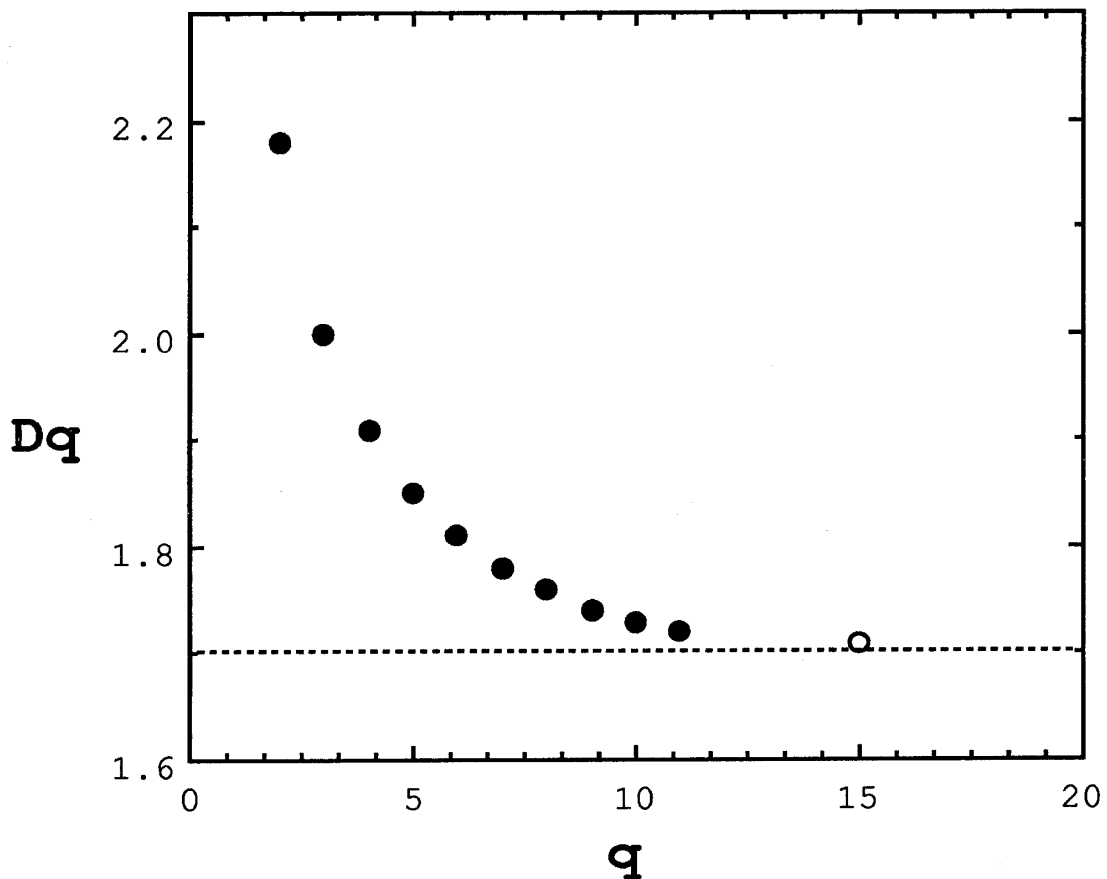


図1 一般化次元 $D_q$ の $q$ に対するプロット

Fig. 1  $D_q$  vs.  $q$ .  $D_q$  is a generalized dimension.

参 考 文 献

- 1) Grassberger, P.(1983) : Generalized dimensions of strange attractors. Phys. Lett., 227-230.
- 2) Hirata, T.(1987) : Omori's power law aftershock sequences of microfracturing in rock fracture experiment. J. Geophys. Res., **92**, 6215-6221.
- 3) Hirata, T., Satoh, T. and Ito, K.(1987) : Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock. Geophys. J. R. astr. Soc., **90**, 369-374.
- 4) Hirata, T.(1989a) : Fractal dimension of fault systems in Japan : Fractal structure in rock fracture geometry at various scales. PAGEOPH, **131**, 157-170.
- 5) Hirata, T.(1989b) : A correlation between the b-value and the fractal dimension of earthquakes. J. Geophys. Res., **94**, 7507-7514.
- 6) Hirata, T. and M. Imoto (1990) : Multi fractal analysis of spatial distribution of microearthquakes in the Kanto region. submitted to Geophys. J. International.





## 6-1-6 An Experimental Study of Failure Zone Development in Dilatant Rock under Steady Creep

Machi V. M. S. Rao\*

National Geophysical Research Institute

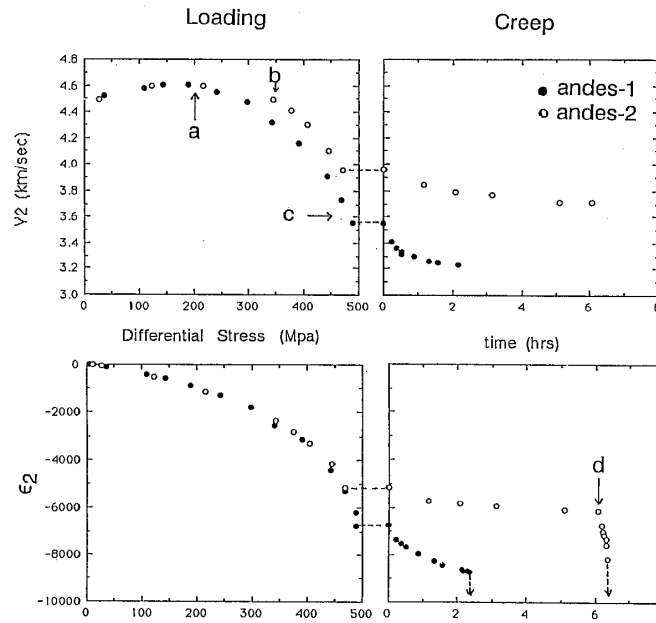
Short duration creep tests were conducted on andesites under triaxial compression at a constant confining pressure of 40 MPa and maximum axial stress ranging from 500 to 540 MPa with an aim to study the spatiotemporal distributions of microcracks during the loading and creep regimes of rock. Measurements of  $V_p$  in the axial ( $V_1$ ) and lateral ( $V_2$ ) directions were carried out at frequent time intervals, while the axial ( $\epsilon_1$ ) and circumferential ( $\epsilon_2$ ) strains, and AE wave forms were recorded continuously using multichannel systems during the tests. The results have shown some very useful interrelationships among the damage sensing parameters. After a small initial raise due to the closure of existing microcracks,  $V_2$  began to fall at about 200 MPa differential stress coinciding with a deviation from linearity of stress vs  $\epsilon_2$  relationship (Fig. 1). By considering this as a beginning of microcrack damage, the velocity and strain data have been normalized as shown below.

$$V_n = (V_2)_\sigma / (V_2)_0 \quad \text{and} \quad \epsilon_n = (\epsilon_2)_\sigma / (\epsilon_2)_0,$$

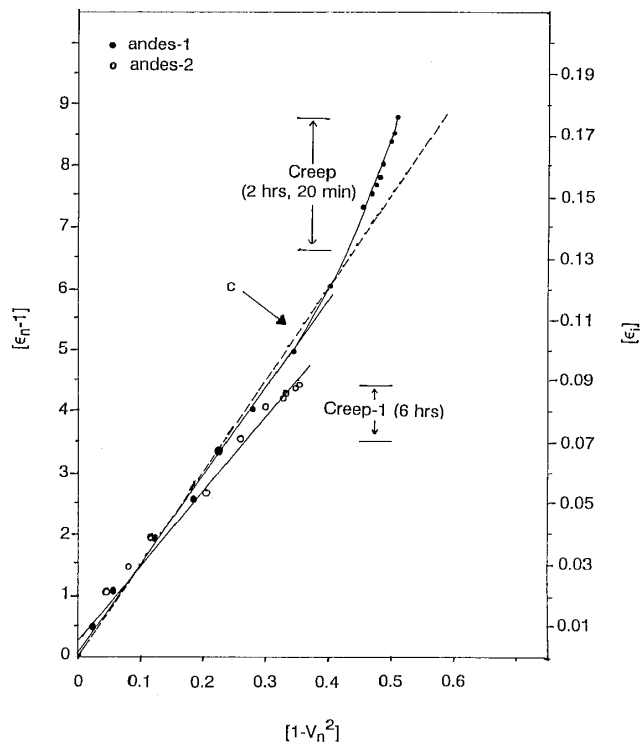
in which the subscript 'O' denotes values at which  $V_2$  was maximum. The stress-induced reduction in  $V_2$  and increase in  $\epsilon_2$  were steady and nearly identical in both the rocks which began to dilate around 350 MPa differential stress and 60 % ultimate axial strain. ( $V_n^2$ ) was shown proportional to crack density in rocks by Anderson *et al.* (1974), O'Connell & Budiansky (1974), Hudson (1981) and Nishizawa (1982). In the present study it is considered as a measure of microcrack damage based on the assumption that the microcracks are oriented with their normals distributed randomly in the plane perpendicular to the loading axis.  $\epsilon_n$  is a much more sensitive parameter since it is dependent only on the size and shape of the microcracks and not their orientation and location. The parameter,  $(1 - V_n^2)$  takes values of '0' for no damage and '1' for complete damage, while

---

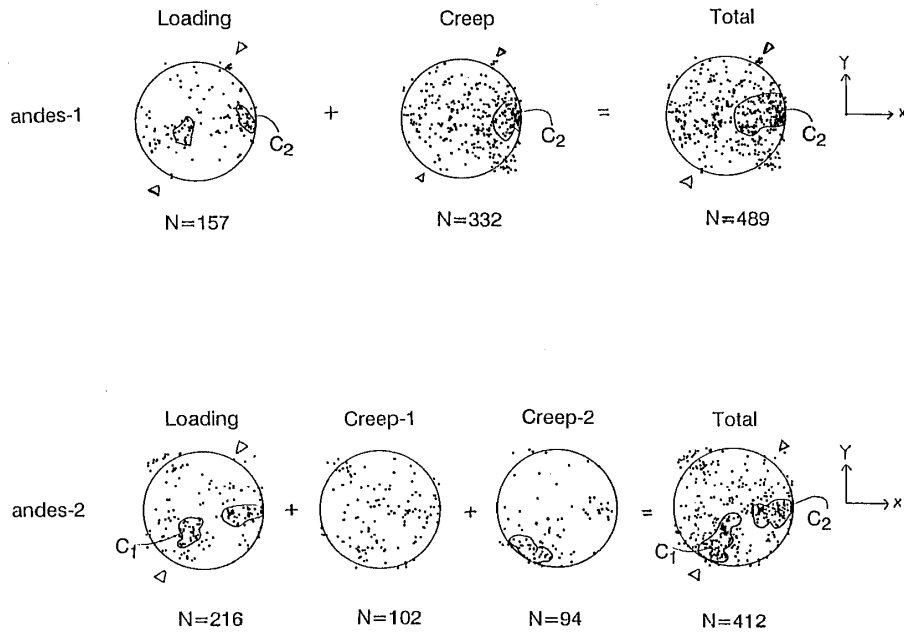
\*Hyderabad, India



**Fig. 1** Changes in Velocity ( $V_2$ ) and average circumferential strain ( $\epsilon_2$ ) during loading and creep regimes of andesite rocks. [ a : beginning of microcrack damage, b : onset of dilatancy, c : critical stage of microcrack damage, and d : beginning of creep-2].



**Fig. 2** The interrelationship between ( $V_n$ ) and ( $\epsilon_n$ ) which are sensitive to microcrack damage in rocks.  $\epsilon_i$  is the crack density derived from the equation,  $\epsilon_i = [(1 - V_n^2) \times 21/71]$  for dry rocks (after Nishizawa 1982) and shown as dashed line. The relationship is polynomial for andes-1 and nearly linear for andes-2.



**Fig. 3** Orthographic projections of AE hypocenter distributions in the X-Y plane during loading and creep regimes of andesites. The origin of the coordinate system is at the center of the length of the test sample which is loaded axially along Z-axis., ( $\Delta$ : Velocity transducers mounted on opposite sides of the cylindrical surface at the center of the test sample).

$\epsilon_n=1$ , for no damage.

The results show that the microcrack damage had steadily increased in both the rocks as noticed from the linear relationship (empirical) between  $(1-V_n^2)$  and  $(\epsilon_n-1)$  upto a stage where  $\epsilon_n$  began to increase more rapidly in andes-1 at a differential stress of 475 MPa during loading (Fig. 2). Sudden rise in  $\epsilon_n$  was not noticed in andes-2 since it was set to creep at 465 MPa differential stress. The measured values of  $\epsilon_n$  and the calculated values of crack density,  $\epsilon_i$  (Nishizawa, 1982) also appears to be related linearly with each other in the initial stages for both the rocks (Fig.2). These results indicate that the microcrack damage was being caused due to the formation and growth of tensile microcracks oriented apparently along the direction of maximum compression and intersecting with the direction of propagation of the elastic wave until the critical state was reached. The hypocenter distribution plots of AE events registered during this loading regime support this inference showing weak concentrations of AE sources at  $C_1$  across the acoustic path (Fig. 3). The plots further show that the damage was uneven during loading, and became more or less even under creep until the critical state was reached.

The slope of the velocity-strain curve changed to twice its previous value in andes-1 at  $(1 - V_n^2) = 0.36$ , or when  $(\epsilon_i) = 0.106$ . It indicates a possible beginning of pre-failure localization of microcracks or fault nucleation in a region through which the elastic wave was not passing. The distribution plots of AE sources confirm this inference showing a concentration in region  $C_2$  which is very close to the cylindrical surface at the center of the test sample (Fig. 3). The time required to cause final failure of rock will be relatively less from this stage onwards. Accordingly andes-1 had failed in shear after 2 hrs, 20 min from the beginning of creep, with the fault plane beginning from  $C_2$  and growing across the sample and reducing  $V_2$  by nearly 30% as final failure was approached. Whereas, the damage in andes-2 was tending to become critical only after 6 hours of creep owing to the fact that it was set to creep before the damage was sufficiently high (Figs. 1 & 2). On further loading to a maximum axial stress of 540 MPa, the AE activity in andes-2 got accelerated due to fault nucleation in region  $C_1$  close to the cylindrical surface (Fig. 3). The sample failed in shear across the Z-Y plane within 20 min. only from the beginning of 2nd creep stage, and velocity was not measured during that time. The results of this study, which was conducted at the Geological Survey of Japan in close association with Dr. O. Nishizawa, Dr. K. Kusunose and Mr. T. Satoh, have confirmed, that, with the help of multichannel data of strain, velocity and AE, it is possible to monitor and evaluate the microcrack damage, and also obtain correctly the time and location of pre-failure localization of microcracks in rocks stressed to failure under steady creep.

#### References

- 1) Anderson, D. L., Minster, B. and Cole, D. (1974): The effect of oriented cracks on seismic velocities. *J. Geophys. Res.*, **79**, 4011-4015.
- 2) Hudson, J. A. (1981): Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **64**, 133-150.
- 3) Nishizawa, O. (1982): Seismic velocity anisotropy in a medium containing oriented cracks- Transversely isotropic case. *J. Phys. Earth*, **30**, 331-347.
- 4) O'Connell, R. J. and Budiansky, B. (1974): Seismic velocities in dry and saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.*, **79**, 5412-5426.

## 6-2-1 不均質構造における地震波形の概形の研究

佐藤春夫\*

東北大学 理学部 地球物理学教室

震源ではかなりパルス状の地震波も、ランダムに不均質な構造の中を伝わる場合、伝播距離の増大に伴ってその形を崩し、主要動の包絡線の時間幅は増大することが予測される。実際、観測される微小地震のS波主要動継続時間は、そのマグニチュードから推定される震源での破壊継続時間より長い。地震波の波長が速度構造のゆらぎの波長よりも短い場合にはP波とS波はそれぞれ独立に扱うことができ、その伝播は放物型の微分方程式で記述される。理論的な考察によれば、地震S波の包絡線の崩れ方は不均質構造のスペクトルによって支配される。不均質性が強いほど、伝播距離が長いほど、地震波形の崩れ方が大きい。速度の不均質構造の自己相関関数がガウス型の場合にはその崩れ方は周波数によらないが、指数関数型の場合には高周波数程崩れ方が激しい。第1報 (Sato, 1989) では、これらの性質を数理論的に導出した後に、栃木県足尾町における高周波地震観測データの解析を行った。解析に用いた103個の地震の深さは30~150kmで、震央は関東から東北地方南部にかけて火山フロントの東側に分布する。アナログの磁気テープ記録をオクターブ幅のバンドパスフィルターに通し、電子回路でRMS振幅を算出して可視記録 (図1は8Hz帯の例) を作成する。S波主要動のRMS振幅の最大値とRMS振幅がその半分になるまでの時間 $t_p$ [s] と $t_q$ [s] (図1, 2で○と●) をS波の着信時から測定し、震源距離 $R$ [km] に対してプロットする (図2は8Hz帯)。震源距離の増大と共に最大振幅の着信が遅れ、時間幅も増大していることがわかる。ランダムな不均質構造を表現するのにガウス型の自己相関関数 (速度のゆらぎのMSを $\epsilon v^2$ , 相関距離を $a$ [km]) を採用し、かつ周波数 $f$ [Hz] に依存する減衰 $Q_s^{-1}=0.014 \cdot f^{-1}$ を取り入れると、 $t_p$ と $t_q$ はそれぞれ次のように表わされる。

$$\log t_p = -0.728 + 0.857 \cdot \log(\epsilon v^2/a) + 1.714 \cdot \log R$$

$$\log t_q = 0.047 + 0.682 \cdot \log(\epsilon v^2/a) + 1.364 \cdot \log R$$

この式に2, 4, 8, 16, 32Hz帯での観測データを代入して得られる独立な10ケの $\epsilon v^2/a$ はほとんど同じ値をとり、 $\epsilon v^2/a = 10^{-2.98 \pm 0.32}$  [km<sup>-1</sup>] を得た。

第2報 (Scherbaum and Sato, 1991) では、減衰 $Q_s^{-1}$ の値をアприオリにあたえることは

\*〒980 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉

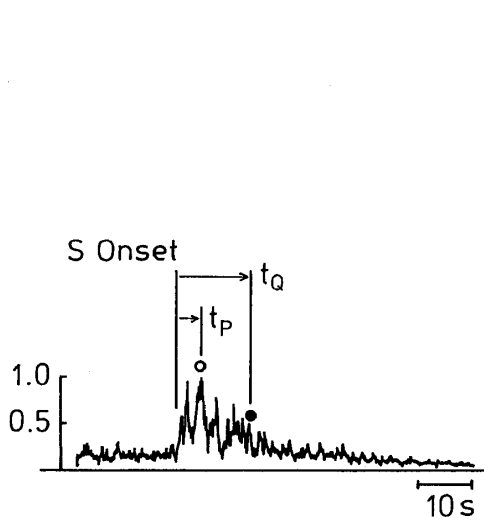


図1 地震波形のBPF-RMS記録 (8Hz帯).  
Fig. 1 BPF-RMS trace of a seismogram at 8 Hz band.

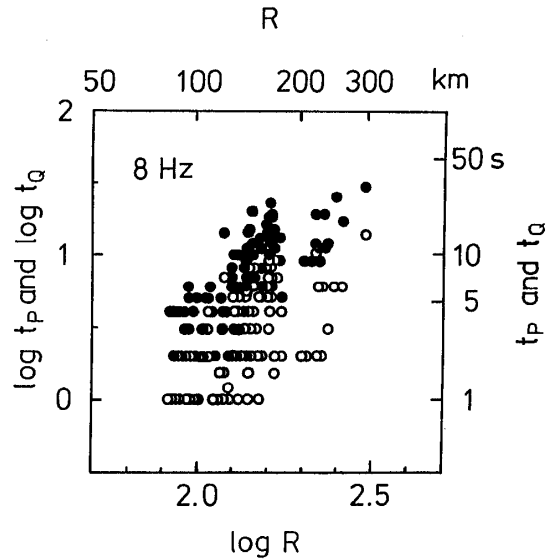


図2 最大振幅の遅れ $t_p$ と時間幅 $t_q$ の震源距離 $R$ に対するプロット.  
Fig. 2 Plots of the maximum peak delay  $t_p$  and the duration  $t_q$  against hypocentral distance  $R$ .

せずにフリーパラメーターとし、比 $\epsilon v^2/a$ と $Q_s^{-1}$ の2つの量の推定を行った。比 $\epsilon v^2/a$ を固定して減衰 $Q_s^{-1}$ を変えたシミュレーションによると、減衰の強さは主要動の継続時間を強くコントロールしているものの最大振幅の着信の遅れにはあまり影響を及ぼしていない。一方、減衰 $Q_s^{-1}$ を固定したシミュレーションによると、比 $\epsilon v^2/a$ は主要動の継続時間のみならず最大振幅の着信の遅れにも大きな影響を与えている。解析に用いた記録は100Hzサンプリングのデジタル地震波形データ (SH成分) 119ヶであり、第1報とほぼ同じデータセットである。S波の着信からS波の走時の1.5倍までの記録を解析した。オクターブ幅の周波数帯 (2, 4, 8, 16Hz) における自乗平均波形 (エンベロープ) に対して、非線形Marquardt法によるインバージョンを行った (図3参照)。主要動継続時間が異常に長い房総半島下の地震を取り除いたため、比 $\epsilon v^2/a$ は前報における値より若干小さく求まり、 $\epsilon v^2/a = 10^{-3.27 \pm 0.32} [\text{km}^{-1}]$ を得た。同時に得られた $Q_s^{-1}$ は第1報で用いた値 ( $Q_s^{-1} = 0.014 f^{-1}$ ) と比較的良い一致を示した。

なお、本研究の進行と同時に、地震波形の概形に関する研究のレビューワーク2編 (Sato, 1990b; 佐藤, 1991), 散乱と減衰に関する統一モデル (Sato, 1990a) 及びフラクタル的な不均質構造に於ける地震波の散乱と減衰 (Sato, 1988a, 1988b) に関する研究論文の執筆を行なった。

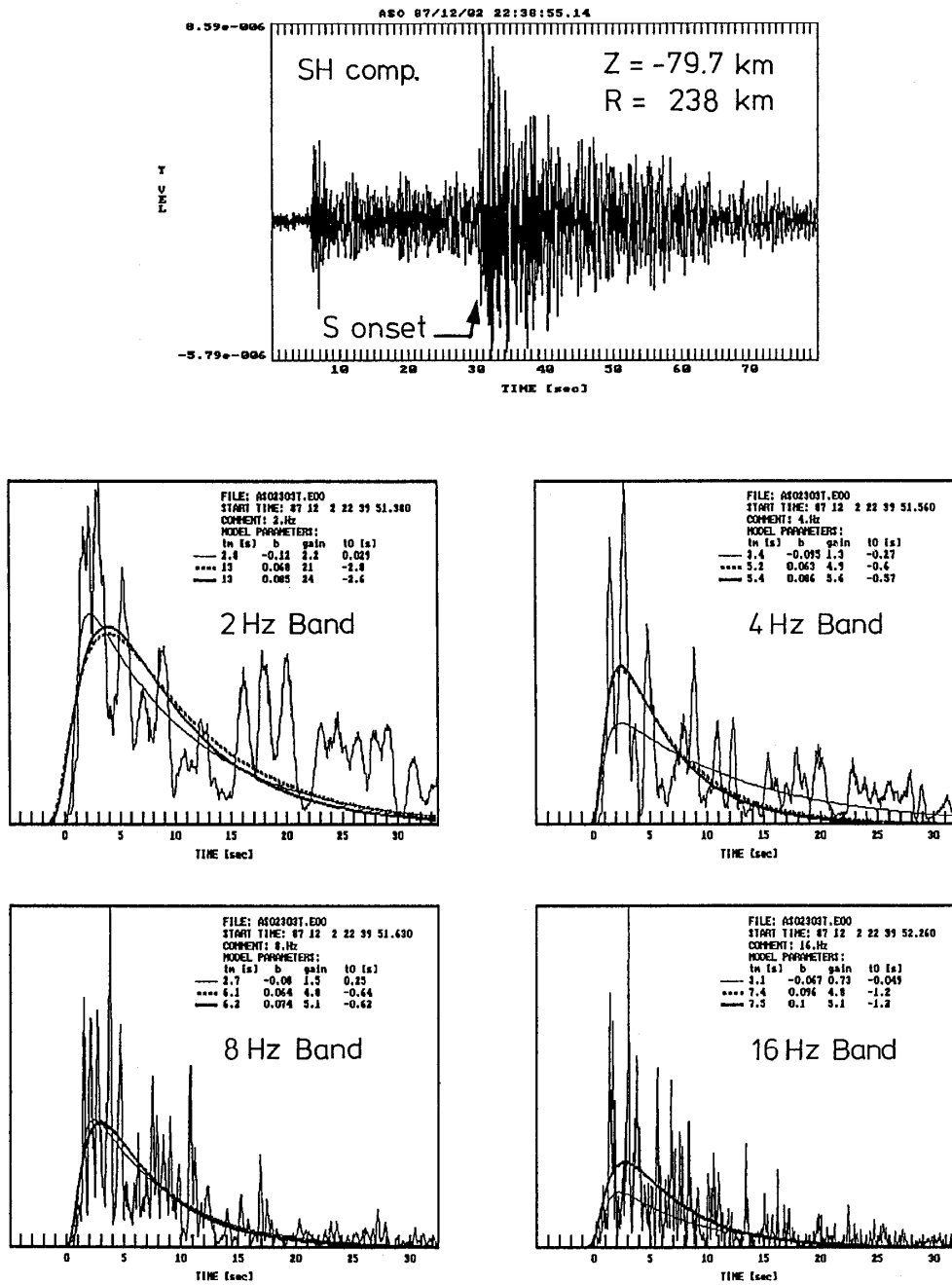


図3 地震波形のBPF-MS記録に対する理論曲線のインバージョン例。

Fig. 3 Example of the inversion of theoretical curve to the BPF-MS traces.

参考文献

- 1) Sato, H. (1988a) : Is the single scattering model invalid for the coda excitation at long lapse time?, Pure Appl. Geophys., 128, 43-47.
- 2) Sato, H. (1988b) : Fractal interpretation of the linear relation between logarithms of maximum amplitude and hypocentral distance, Geophys. Res. Lett., 15-4, 373-375.

- 3) Sato, H. (1989) : Broadening of seismogram envelopes in the randomly inhomogeneous lithosphere based on the parabolic approximation : southeastern Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.* **94**, 17735-17747.
- 4) Sato, H. (1990a) : Unified approach to amplitude attenuation and coda excitation in the randomly inhomogeneous lithosphere, *Pure Appl. Geophys.*, **132**, 93-121.
- 5) Sato, H. (1990b) : Study of seismogram envelopes based on scattering by random inhomogeneities in the lithosphere : a review, *Phys. Earth Planet Inter.*, in press.
- 6) 佐藤春夫(1991) : ランダムな不均質による地震波の散乱, 地震 (特集号), 印刷中.
- 7) Scherbaum, F. and Sato, H. (1991) : Inversion of full seismogram envelopes based on the parabolic approximation : estimation of randomness and attenuation in SE Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.*, in press.



## 6-2-2 関東・東海地域における最大速度振幅の距離減衰の地域性

野口伸一\*

防災科学技術研究所

関東・東海地域の地殻・上部マントルの弾性的性質が、地震学的に相当不均質であることは、これまでの多方面の観測と解析（例えば、震度分布や走時偏差の地域性、震源の3次元分布、3次元速度や $Q$ 構造の解析、顕著な変換波の検出と変換面の解析等）で明らかにされてきた。観測される地震波形は、震源、伝播経路、観測点付近の地盤特性等により著しく異なり、不均質の程度や地域性は、用いる地震波形、周波数帯、解析手法や近似法に依存する。しかし、例えば速度のゆらぎとしてみた場合、不均質の程度は、数100m～数1000km程度の長さのスケールで、1～10%くらいの範囲にある（Wu and Aki, 1988）。

本報告では、関東・東海地域の約280km×360kmの領域の約70ヶ所の短周期速度地震計（振子の固有周期1秒）で観測された主に $M$ 2, 3級の浅い地震（深さ $\leq 35$ km）のS波の上下動最大振幅、すなわち波動エネルギーの最も大きな波群について、距離減衰を解析し媒質の不均質性を調べる。解析は、(1)ルーチン観測による多数の地震のS波の記録最大振幅、及び(2)特定地域の地震のバンドパスフィルターによる最大振幅について行なった。

まず、地震波伝播の理論から、震源距離 $R$ (km)における卓越周波数 $f$ (Hz)の最大速度振幅 $A(f, R)$ は、一般に、震源の放射特性、地震計特性、震源スペクトル、観測点近傍の地盤特性、伝播経路の平均の $Q$ 及び地震波速度 $v$ (km/sec)で表わせ、震源スペクトルのコーナー周波数よりも低いある狭い周波数帯の振幅については、 $A$ の常用対数をとって、

$$\log A(R) = \beta - \gamma R - \alpha \log R \quad (1)$$

の形で表わされる。ここで、 $\gamma = (\pi f / Qv) / \ln 10$ である。また、実体波の場合、(1)式で $\alpha = 1$ となり、

$$\log A(R) = \beta - \gamma R - \log R \quad (2)$$

で表わされる。

## (1) ルーチン観測によるS波最大振幅の距離減衰

個々の地震について各観測点でのS波最大振幅 $A$ と震源距離 $R$ の関係を両対数グラフ上にプロットすると、一般に $R = 10 \sim 200$ km位の範囲で直線的な関係が得られ、第一近似として、(2)から $R$ の項を除いた

\*地圏地球科学技術研究部

$$\log A(R) = \beta - \alpha \log R \quad (3)$$

で表わされた。深さ35km以浅の地震1,705個について総数36,008個の振幅データをある基準の大きさに変換し、最小自乗法で(3)式の $\alpha$ を計算すると、関東・東海地域の $\alpha$ の平均として $\alpha = 1.96$ となる結果を得た。

これに対して、震源域毎に $\alpha$ の平均を求めると、図1のように著しい地域性を示し、 $\alpha$ は1.6~2.3程度まで分布する。これは、基本的に関東・東海下にもぐり込むフィリピン海スラブの速度・Q構造の横方向変化によるものといえる。すなわち、震源と観測点の組合せにより、地震波動がスラブ内及びアセノスフェアを伝播する距離が異なり、地表で観測される振幅の減衰勾配も変化する。したがって、このような地域の地震のマグニチュードを最大振幅から決める場合、従来のように単純に(3)式で $\alpha = \text{一定}$ として距離補正しただけでは、そのマグニチュードは地域的ひずみを持ち空間的に均一とはいえない。

(2) バンドパスデータによる解析

いくつかの震源集中域の地震波形を編集し、中心周波数 $f_c = 1.5, 3, 6, 12, 24\text{Hz}$ のバンドパスフィルターをかけ、各バンド毎にS波初動の直達波部分から5秒以内の最大振幅を求めた。i番目の地震に対するj番目の観測点の各バンドの最大振幅 $A_{ij}$ とRの関係を両対数グラフ

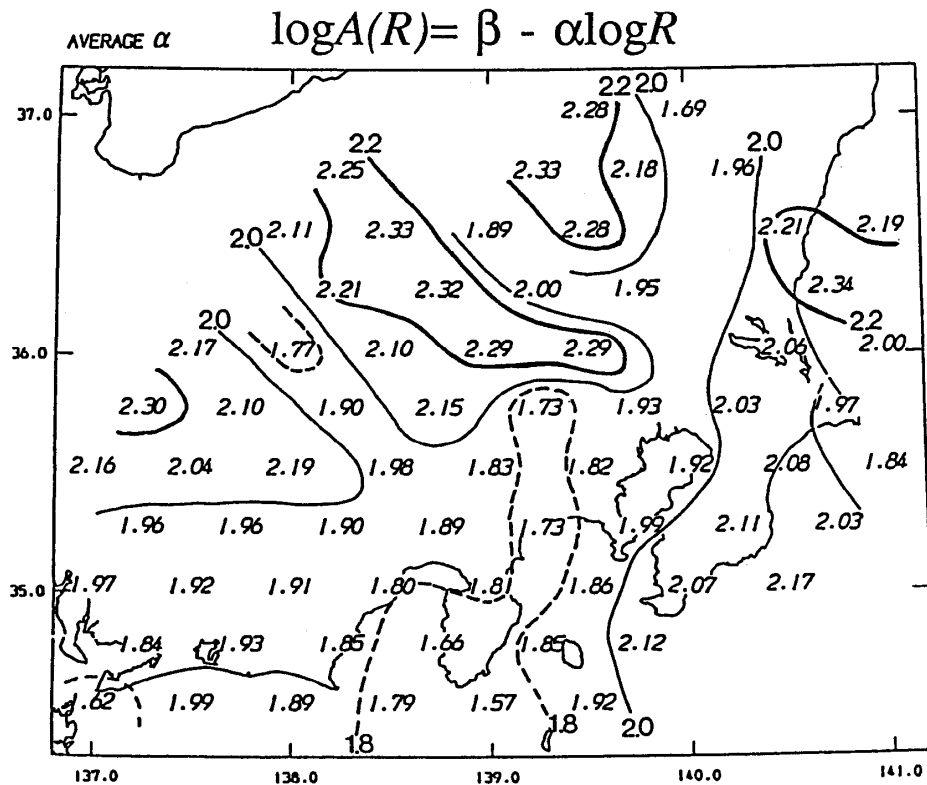


図1 本文(3)式による $\alpha$ の分布。

Fig. 1 Distribution of coefficient  $\alpha$  in formula (3) in the text.

上にプロットし、各地震について(1)式の一般的な $\log A_{0i}(R) = \beta_i - \alpha_i \log R - \gamma_i R$ を適用して係数 $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_i$ を最小自乗法で計算した。観測範囲はほとんど $R \leq 200$ kmで、全体の減衰の特徴はこの式で表わされる。しかし、特に周波数の高いバンドで、観測値 $A_{ij}$ が平均値 $A_{0i}$ から相当はずれる観測点もみられる。この要因として、震源の放射特性と観測点近傍の増幅特性が挙げられるが、発震機構が異なっても特定の観測点で平均からのずれが大きい傾向にある。したがって、観測点毎の計器の設置深度および岩盤の年代・地質等の違いが $A_{ij}$ と $A_{0i}$ の差の主要因と考えられる。そこで、各震源域毎に、いろいろの発震機構の地震を用いて、各観測点毎に振幅比 $r_{ij}(f) = A_{ij}(f)/A_{0i}(f)$ を求めた。さらに全地震についての観測点毎の平均値 $r_j(f)$ を計算し、その震源域の地震に対するj観測点での相対的な振幅増幅度とした。

このようにして求めた $r_j(f)$ は、観測点によって特に高周波域で周波数に依存して著しく変化する。図2(a)に、山梨東部の地震による $r_j(f)$ の変化の著しい例を示す。低周波域では観測点毎の相違は小さいが、周波数とともに $r(f)$ が増大する観測点と減少する観測点の開きは大きく、相互に20倍の違いにもなる例がある。 $r_j(f)$ は、基本的に観測点近傍の地盤特性の相違を表わしているが、震源域が異なると $r_j(f)$ の形が変化し伝播経路の相違も反映する観測点もみられた。関東・東海地域の地質・地盤構造と $r_j(f)$ との関係は、コーダ波による解析手法(Phillips and Aki, 1986)とともに興味深い。

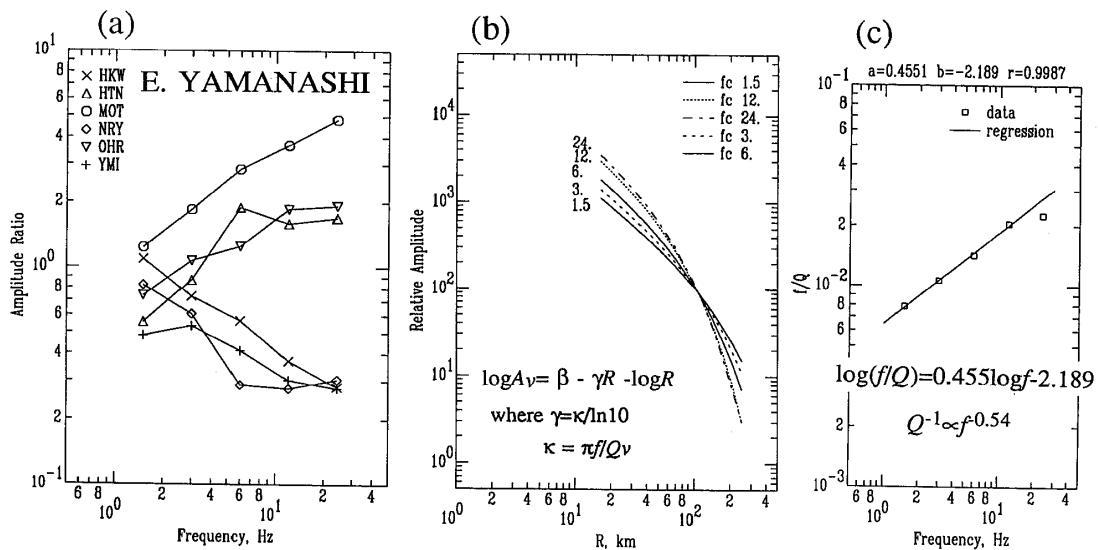


図2(a) 振幅増幅度 $r(f)$ が著しい周波数依存性を持つ観測点の例 (山梨東部の地震)

Fig. 2(a) Examples of seismic stations where the amplification factor  $r(f)$  varies remarkably with frequency for earthquakes in eastern Yamanashi.

図2(b) 各バンドパスデータに本文(2)式を適用して最小自乗法で得られた距離減衰曲線

Fig. 2(b) Regression curves obtained by the method of least squares from formula (2) in the text using each band-pass filtered amplitude data.

図2(c) 図2(b)より得られた $f/Q$ と $f$ の関係。

Fig. 2(c) Relation between  $f/Q$  and  $f$  derived from Fig. 2(b).

次に、各観測点の $r_j(f)$ を用いて観測値 $A_{ij}(f)$ の補正を行い、さらに規模の異なる地震の $A_{ij}(f)$ を、 $R=100\text{km}$ である基準振幅になるように変換し重ね合わせた。これら各バンドの振幅データと $R$ の関係に(1)式を適用し、最小自乗法で係数 $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ を求めると、幾何減衰に関する $\log R$ の係数 $\alpha$ は1より大きい結果を得た。これは、浅い地震の場合、距離が遠いほど波動はより深部を伝播することと関係している。最大振幅部分はほぼ実体波であるので、ここではむしろ $\alpha=1$ として(2)式を適用する方が合理的と考えられる。 $\alpha$ を固定するため(2)式による相関係数は(1)式より小さい。また、(2)式の $R$ の係数 $\gamma$ は、特に浅い地震では $R$ とともに少しずつ変化するであろう。しかし、ここでは伝播経路全体の平均的な距離減衰の特徴をみるため、(2)式を適用することにする。

図2(b)に山梨県東部の地震について、(2)式を適用して得られた距離減衰曲線を示す。前述のように $R=100\text{km}$ の振幅を基準にしてある。経路全体の平均速度を仮定すると、各曲線のパラメータ $\gamma$ から $f$ と $Q$ の関係が得られる。図2(c)は、 $f$ と $f/Q$ の関係を示す。 $f_c=1.5\sim 12\text{Hz}$ で $\log(f/Q)$ が $\log f$ と比例関係にあり、最小自乗法から比例定数として0.455が得られた。 $f_c=24\text{Hz}$ ではテレメータ系の総合特性が低下するので計算から除外した。同様にして、他の地域についても図2(c)のように $f$ と $f/Q$ の関係を得た。

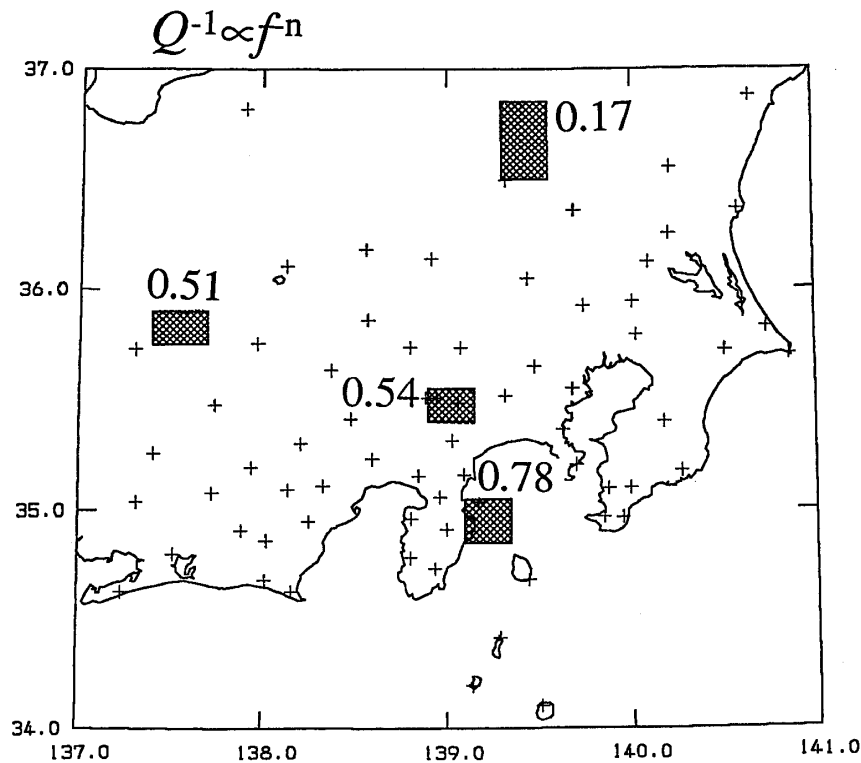


図3 各矩形域の地震について得られた $Q^{-1}=c \cdot f^{-n}$ における $n$ の分布。

Fig. 3 Distribution  $n$  in the equation  $Q^{-1}=c \cdot f^{-n}$  for earthquakes in each rectangular area.

図3に、 $Q^{-1}=c \cdot f^{-n}$ としたときの $n$ の値を、栃木県足尾付近、長野西部、山梨東部及び伊豆半島東沖の地震について示す。特に、足尾付近と伊豆半島東沖の地震は、それぞれ $n=-0.17$ 、 $n=-0.78$ と著しい違いがある。 $R$ による振幅減衰の程度は $\exp(-\pi f R / Qv)$ の項において $f/Q$ 、即ち $f^{1-n}$ に依存する。両地域の $n$ の違いは、足尾付近の地震は近地において短周期動振幅が卓越するが遠方では急速に減衰すること、伊豆東沖の地震は近地において短周期動はそれほど卓越せず距離減衰の程度も小さいことを意味する。実際に観測される波形はこの違いを反映し、また、図1のようにルーチンデータによる最大振幅の距離減衰勾配が両地域で著しく異なることも $n$ の違いで説明される。

以上の結果は、各震源域の地震と各観測点を結ぶ伝播経路全体についての平均である。より細かな距離減衰や $Q(f)$ の地域性をみるためには、さらに多くの震源域についての同様の解析、及び観測点毎のコーダ波の解析(佐藤, 1986)を多くの観測点で行なうことが必要である。また、 $Q(f)$ と震源域毎の $f_{\max}$ との関係、振幅の距離減衰と時間減衰との関係等を明らかにしていくことも、具体的な不均質構造の解明に重要である。

#### 参 考 文 献

- 1) 野口伸一 (1990) : 最大速度振幅の距離減衰の地域性と地震のマグニチュード, 国立防災科学技術センター研究速報, No. 86, 1-40.
- 2) Phillips, W. and Aki, K. (1986) : Site amplification of coda waves from local earthquakes in central California, Bull. Seism. Soc. Am., 76, 627-648.
- 3) 佐藤春夫 (1986) : 関東・東海地域におけるコーダ $Q^{-1}$ の地域性, 地震2, 39, 241-249.
- 4) Wu, R. S. and Aki, K. (1988) : Introduction: Seismic wave scattering in three-dimensional heterogeneous earth, PAGEOPH, 128, 1-6.



### 6-2-3 S波包絡線の形状から推定されるウェッジマントルの不均質構造 —関東・東海における解析—

小原一成\*

防災科学技術研究所

地震波がその波長に較べて長波長のランダムな不均質媒質中を伝播すると、伝播距離の増大に伴って主波線の周辺を通る経路の波が干渉し合い、主要動の包絡線の形状は次第に崩れ、包絡線の時間幅は増大し、S波初動から包絡線の最大振幅までの時間も長くなる。この包絡線の形状の崩れ方は、震源距離が長くなるだけでなく、媒質の不均質性が大きくなるにつれて増大する。Sato(1989)は、地震波包絡線の形状の崩れ方を放物近似に基づき、はじめて理論的に説明した。北関東の足尾(ASO)における観測では、S波初動からS波包絡線最大振幅までの時間遅れは震源距離と共に増大するが、周波数による違いはほとんど見られなかった。このように、包絡線の崩れ方が周波数によらないことは、媒質の速度構造のゆらぎの自己相関関数がGauss型で表されることを示している。

本研究では、防災科学技術研究所の微小地震観測網のデータを用い、特にウェッジマントルにおける不均質構造を調べる目的で、沈み込む太平洋プレート内に発生した深発地震の波形記録を解析した(Obara, 1990; 小原・佐藤, 1990)。

解析に用いた地震は、1986年から1990年までに発生したマグニチュード3以上、深さ80km以上の44個の地震で、すべて沈み込む太平洋プレート内で発生していると考えられる。まず、関東東海微小地震観測網で観測されたこれらの地震波形を、1, 2, 4, 8, 16Hzの中心周波数を持つバンドパスフィルターを用いて各周波数毎の波形に変換し、これらのRMSを計算して包絡線波形を求めた(図1)。次に、S波包絡線の形状の崩れ方を調べるために、S波のRMS振幅が最大になる時間( $t_b$ )、及び最大振幅の半分になるまでの時間( $t_q$ )を、S波の着信時から測定した。個々の測定では、ばらつきが非常に大きいですが、各観測点毎にまとめると、 $t_b$ と $t_q$ の震源距離依存性及び周波数依存性はほぼ同様である。 $t_q$ については、ノイズの影響を受け易いこと、波形収録時間が短い場合に正確に求められないことがあるために、以下では、 $t_b$ のみをS波包絡線の形状のパラメータとして用いることとする。

図1は、火山フロントより西側で発生した深さ201kmの地震を火山フロント付近の観測点JIZで観測した東西成分の波形記録及びBPF-RMS記録である。1HzではS波初動から最大振

---

\*地圏地球科学技術研究部 総合地震予知研究室

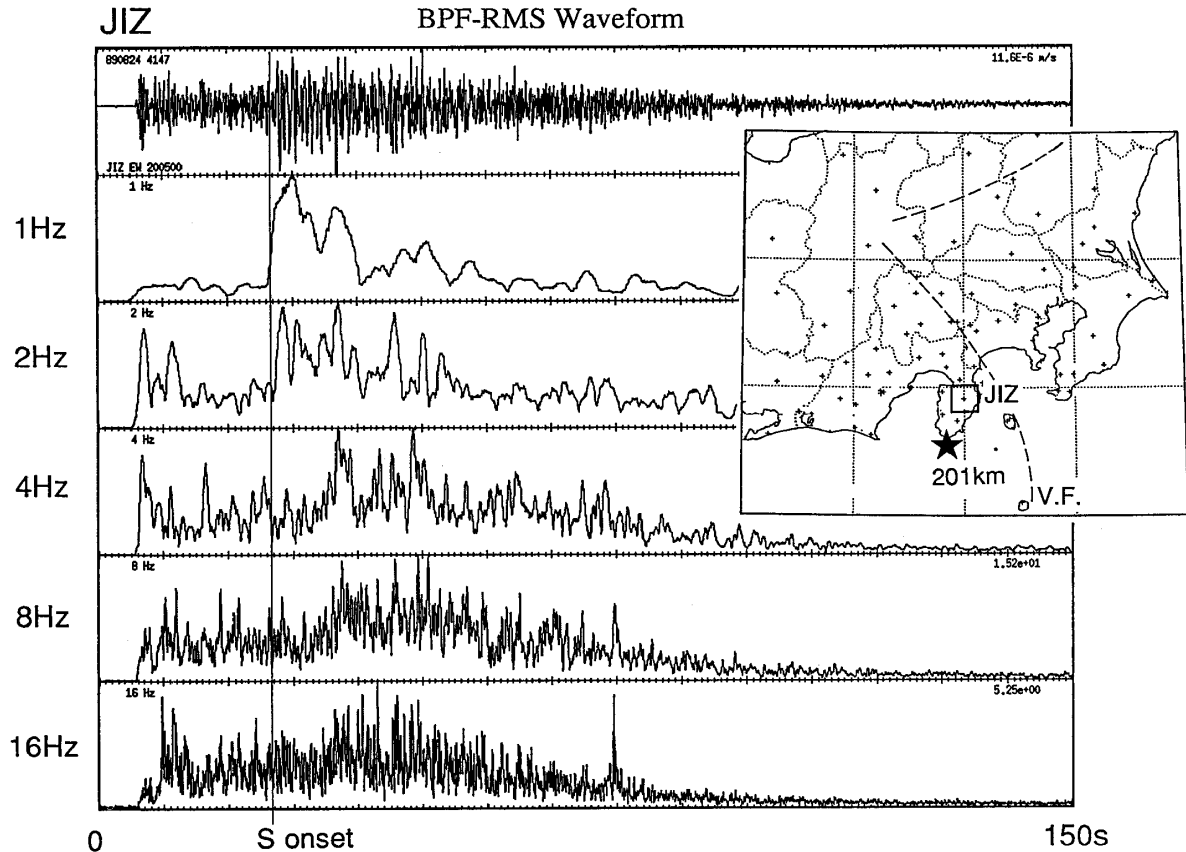


図1 観測波形及びBPF-RMS記録例

Fig. 1 Example of an observed seismogram and BPF-RMS traces.

幅までの時間遅れは短い，高周波になるに従ってその時間遅れは大きくなり，S波包絡線の時間幅も広がってくる．このような $tp$ が周波数と共に大きくなる傾向は，他の火山フロント付近の観測点でも同様であり，しかも火山フロントから西側に遠ざかるにつれて非常に顕著になる．一方，火山フロントの東側の観測点では，S波初動から最大振幅までの時間は周波数によらずほぼ一定である．以上のように，最大振幅までの時間遅れ( $tp$ )は場所によって異なる周波数依存性を示す．もし，不均質構造のゆらぎの自己相関関数がGauss型であれば $tp$ は周波数に対し独立になるが，Gauss型よりも指数関数型に近くなると $tp$ は周波数依存性を持ち，高い周波数成分ほど $tp$ は大きくなる．従って，火山フロントより東側での地下の不均質構造はGauss型の自己相関関数で表されるが，西に向かうにつれて指数関数型に近づくことが予想される．そこで，観測結果とシミュレーションとの比較から，各観測点毎にゆらぎの自己相関関数の型を決めるパラメータを推定した．

地震波の波長が媒質の不均質性の特徴的長さ(相関距離)よりも十分に短い場合，構造に関する空間微分項を無視し，P波とS波はそれぞれ独立に扱うことが出来，その伝播は放物型の方程式で記述される．その結果，地震波包絡線の崩れ方が理論的に考察できる．包絡線の



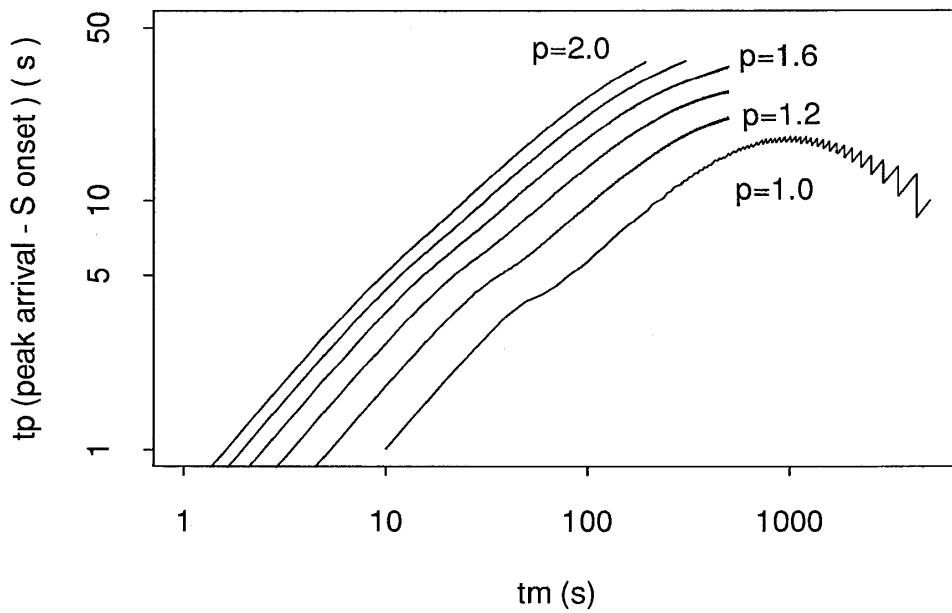


図2 各  $p$  毎の  $tm$  と  $tp$  との関係

Fig. 2 Relationship between  $tm$  and  $tp$  on each  $p$ .

形状は、ゆらぎの自己相関関数の型を決める  $p$  (Gauss型自己相関関数では  $p=2$ , 指数関数型の場合は  $p=1$ ), 特徴的時間の  $tm(p)$  および減衰項の  $Q$  によって決定される。まず,  $p=1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$  のそれぞれについて  $tm$  を1秒毎に500秒まで変えながら包絡線波形を計算し,  $tp$  を求めた。このときS波の減衰項として,  $Q_s^{-1}=0.014f^{-1}$  を採用した。その結果を図2に示す。ここで, それぞれの曲線は  $p$  を変えたときの  $tm$  と  $tp$  の関係を表す。また,  $tm$  の周波数依存性は  $p$  に依存する。即ち,

$$tm(p, f) = tm(p, f_0)(f/f_0)^{4-p}$$

で表される。この  $tm$  の周波数依存性と図2に示した  $tm$  と  $tp$  との関係から,  $tp$  の周波数依存性が各  $p$  毎に理論的に求められることになる。従って, 観測からある周波数における  $tp$  が与えられれば, 他の周波数での  $tp$  が各  $p$  毎に求められるので, その値と観測結果とを比較することによって, その観測点における  $p$  が推定できる。

しかし,  $tp$  は震源距離の関数でもあるので, 各観測点毎に  $tp$  の周波数依存性を求めるときには,  $tp$  の絶対値ではなく, ある周波数  $f_0$  における  $tp(f_0)$  に対する比  $tp(f)/tp(f_0)$  を各地震毎に求める必要がある。ここでは,  $f_0$  として 2 Hz を採用し, 各観測点毎にすべての地震について  $tp(f)/tp(2\text{Hz})$  を求め, その平均値を計算した。これは, 2 Hz における  $tp$  の分布する幅が1秒から10秒と, 他の周波数での  $tp$  に較べ最も狭いためである。

同様に, 図2から  $tp(2\text{Hz})$  が1秒から10秒の範囲にある場合の  $tp(f)/tp(2\text{Hz})$  を各  $p$  毎に求めた。この両者の  $tp(f)/tp(2\text{Hz})$  を比較することによって, 各観測点毎に  $p$  が推定できる。その結果を図3に示す。火山フロントの東側では  $p$  が1.8から2の間に求められたが, 火山フロン

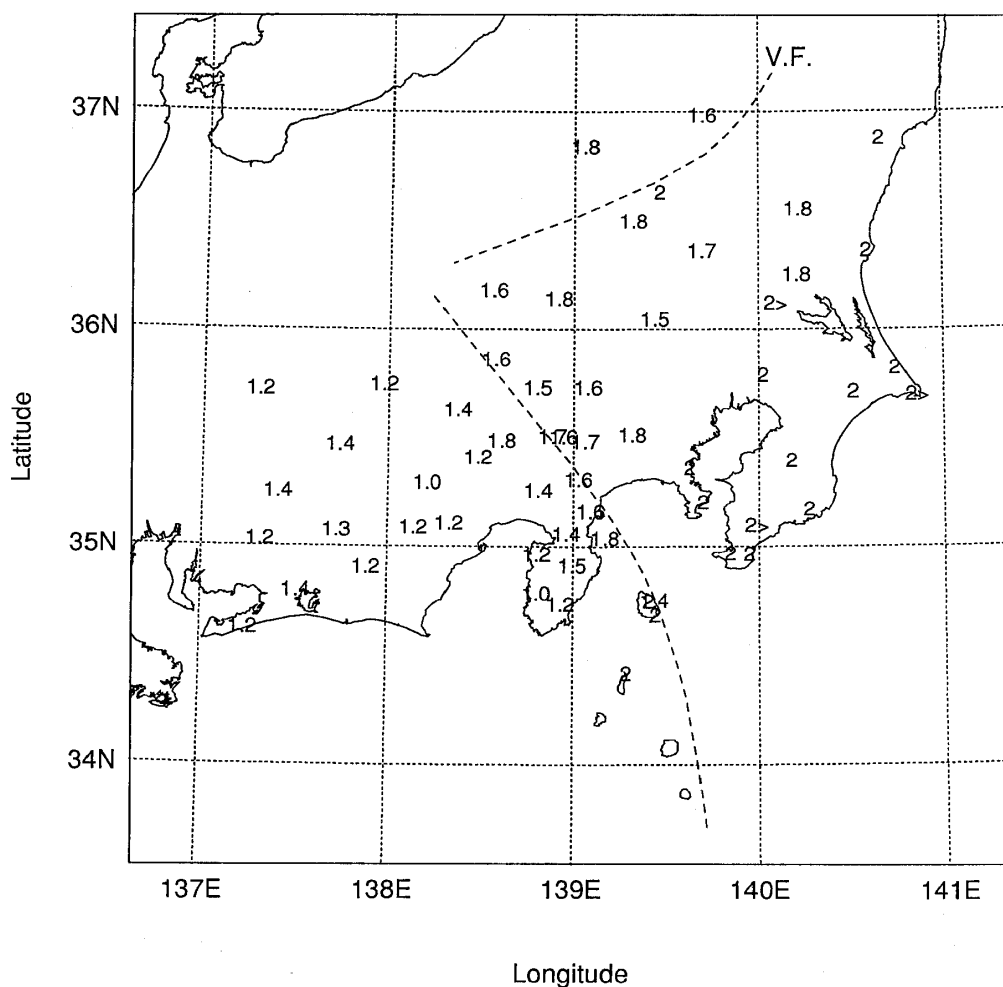


図3  $p$ の分布  
 Fig. 3 Distribution of  $p$ .

トに近づくにつれて $p$ が小さくなり、火山フロントを越えた西側では、 $p$ は1.2程度に求められた。つまり、火山フロントより東側では、ゆらぎの自己相関関数はGauss型で表されるが、火山フロント付近ではGauss型と指数関数型との中間、また火山フロントの西側では、指数関数型にかなり近いことが推定できる。

では、このような自己相関関数の型の相違とは、何を意味しているのだろうか。Gauss型と指数関数型を比較すると、両者が同一の相関距離を持つ場合に、Gauss型では相関距離より短い波長のゆらぎのスペクトル成分をほとんど持たないのに対し、指数関数型では相関距離より短い波長のゆらぎをかなり持っている。つまり、指数関数型の方が、波長の短いゆらぎに富んでいることになる。このことを今回得られた結果に適用すると、火山フロントの両側では不均質性が異なっており、東側では速度構造のゆらぎが比較的緩やかに変化するのに対し、西側では、波長の短いゆらぎも多く含まれていると考えられる。

参 考 文 献

- 1) Sato, H. (1989) : Broadening of seismogram envelopes in the randomly inhomogeneous Lithosphere based on the parabolic approximation : Southeastern Honshu, Japan. J. Geophys. Res., **94**, 17735-17747.
- 2) Obara, K.(1990) : Strong inhomogeneity in the wedge mantle revealed from the broadening of seismogram envelope. EOS, **71**, 898. (The 1990 western Pacific Geophysice Meeting in Kanazawa)
- 3) 小原一成(1990) : 深発地震の S 波包絡線における最大振幅の遅れ. 地球惑星科学関連学会講演予稿集, 99.
- 4) 小原一成・佐藤春夫(1990) : 深発地震の S 波包絡線における最大振幅の遅れ(2). 地震学会秋季大会講演予稿集, 198.



## 6-2-4 地震波形全体の解析による散乱減衰と吸収減衰の分離 —多重等方散乱波生成のシミュレーションをもとにして—

干場充之\*

気象研究所 地震火山研究部 第1研究室

### 1. はじめに

地震波の減衰には2つの要因、散乱と吸収とがあると考えられており、減衰を表すパラメータ  $Q_t^{-1}$  は  $Q_t^{-1} = Q_s^{-1} + Q_i^{-1}$  ( $Q_s^{-1}$ ,  $Q_i^{-1}$  はそれぞれ散乱, 吸収によるもの) で表される。吸収では波動のエネルギーが熱へと変換し失われるのに対し、散乱は直達波の波動エネルギーを減少させるものの散乱波を励起するために、全エネルギーを減少させることはない。これまでのところ、散乱と減衰どちらが卓越しているかの議論はまだ決着していない。

地震波のコーダ部分はS波散乱波の重ね合わせであると考えられており、コーダ波を解析することでこの2つの要因 ( $Q_s^{-1}$  と  $Q_i^{-1}$ ) を分離できると考えられる。しかしながら、この目的にはこれまでのコーダ波のモデルは充分でなかった。一次散乱モデル (Sato, 1977) はコーダ波部分のエンベロープの形をよく説明するモデルであるが、散乱が強い場合はエネルギー保存則を満たさない。拡散モデル (Aki and Chouet, 1975) はエネルギー保存則を満たすものの、因果律を満たさない。従来の多重散乱モデル (Gao *et al.*, 1983) は震源と観測点と同じ地点の場合しか取り扱っていない。また、エネルギー伝達理論に基づいて上記2つの要因を分離するWu(1985)の方法には、実際の観測波形に適用する際に問題があることが指摘されている (Hoshiba, 1990)。

最近、Hoshiba(1990)はMonte-Carlo法を用いて等方散乱の場合の多重散乱コーダ波エンベロープの時空間分布をシミュレートした。その結果に対して、エネルギー保存則・因果律の吟味が行われている。Hoshiba *et al.*(1990)は、この時空間分布曲線群をもとにして、散乱の等方性及び  $Q_s^{-1}$  と  $Q_i^{-1}$  についての空間的一様性を仮定した、 $Q_s^{-1}$  と  $Q_i^{-1}$  を分離する新しい方法を提案した。以下にその方法と適用例を紹介する。なお、以後はWu and Aki(1988)にならい、 $Q_s^{-1}$ ,  $Q_i^{-1}$  を求める代わりに  $L_e^{-1}$  ( $= \omega/v \cdot Q_s^{-1}$ ,  $v, \omega$  はそれぞれS波速度と波の角周波数) と  $B_0$  ( $= Q_s^{-1}/Q_i^{-1}$ , Seismic Albedo) を求めることにする。 $L_e^{-1}$  は減衰量全体を表すパラメータであり、 $B_0$  はその中の散乱減衰の割合を表すパラメータである。

\*〒305 茨城県つくば市長峰1-1

## 2. 方 法

地震波形を時間軸上で3つの部分に分割し、それぞれの部分の波動エネルギーの時間積分  $E_1(r)$ ,  $E_2(r)$ ,  $E_3(r)$  を次のように定義する。

$$4\pi r^2 \cdot E_1(r) = 4\pi r^2 \cdot v \cdot \int_{r/v}^{r/v+T_1} E(r, t) dt$$

$$4\pi r^2 \cdot E_2(r) = 4\pi r^2 \cdot v \cdot \int_{r/v+T_1}^{r/v+T_2} E(r, t) dt$$

$$4\pi r^2 \cdot E_3(r) = 4\pi r^2 \cdot v \cdot \int_{r/v+T_2}^{r/v+T_3} E(r, t) dt$$

$r$ は震源距離、 $t$ は発震時からの時間、 $E(r, t)$ は地震波動のエネルギー密度を示す ( $E(r, t) \sim (\text{振幅})^2$ )。  $E_1$ は直達波及びearly codaの散乱波のエネルギーを示し、 $E_2$ はmiddle coda、 $E_3$ はlater codaのエネルギーを示す (図1)。  $4\pi r^2 \cdot E_1$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_2$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_3$ を  $r$ の関数として表す。主に  $4\pi r^2 \cdot E_1$ の距離減衰の仕方は  $L_e^{-1}$ に依存し、距離減衰の仕方が大きいほど  $L_e^{-1}$ が大きい。また、比  $E_1/E_2$ ,  $E_1/E_3$ は  $B_0$ に依存し、比が大きいほど  $B_0$ が大きい。この方法では波動エネルギーの空間変化ばかりでなく、時間変化も同時に注目している点が優れていると言える。

一方、シミュレーションから、任意の  $L_e^{-1}$ ,  $B_0$ のペアにおける  $4\pi r^2 \cdot E_1$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_2$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_3$ の空間分布を予測することができる。観測波形の積分から得られたエネルギーの空間分布

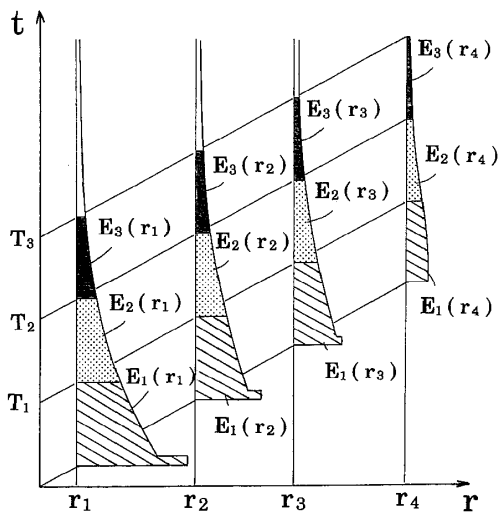


図1  $E_1(r)$ ,  $E_2(r)$ ,  $E_3(r)$ の概念図  
 Fig. 1 Schematic procedures to estimate  $E_1(r)$ ,  $E_2(r)$ ,  $E_3(r)$ .

を、シミュレーションによって予測される空間分布と比較し、両者が最もよく一致する  $L_e^{-1}$ ,  $B_0$  のペアをみつけたすことによって  $Q_s^{-1}$  と  $Q_i^{-1}$  を求めることができる。

### 3. 例

Fehler *et al.* (1990) や干場・他 (1990) は上記の方法を実際の観測波形に当てはめ  $L_e^{-1}$ ,  $B_0$  を求めている。彼らは共に  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  をそれぞれ 15, 30, 100s とした。図 2 に紀伊半島付近の地震から求めた  $4\pi r^2 \cdot E_1$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_2$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_3$  の空間分布 (周波数は 2 から 4 Hz, 震源の大きさと観測点の違いは Aki (1980) の方法により補正) に、シミュレーションから予測される曲線 ( $L_e^{-1} = 0.017 \text{ km}^{-1}$ ,  $B_0 = 0.15$ ) を重ねて示す (干場・他, 1990)。この結果,  $Q_s^{-1} = 0.5 \times 10^{-3}$ ,  $Q_i^{-1} = 3.1 \times 10^{-3}$  ( $v = 4 \text{ km/s}$  とした場合) と求まる。

この方法では等方散乱を仮定しているが、高周波数では前方散乱が強くなると思われる。ここで得られた  $B_0$  の値は小さく、散乱減衰よりも吸収減衰が卓越しているという結果であるが、これは散乱が非等方的であることの見かけ上のものかも知れない。または、 $Q_s^{-1}$  や  $Q_i^{-1}$  が空間的に非一様であることの見かけ上のものかも知れない。非等方散乱や非一様性の考察も必要であろう。

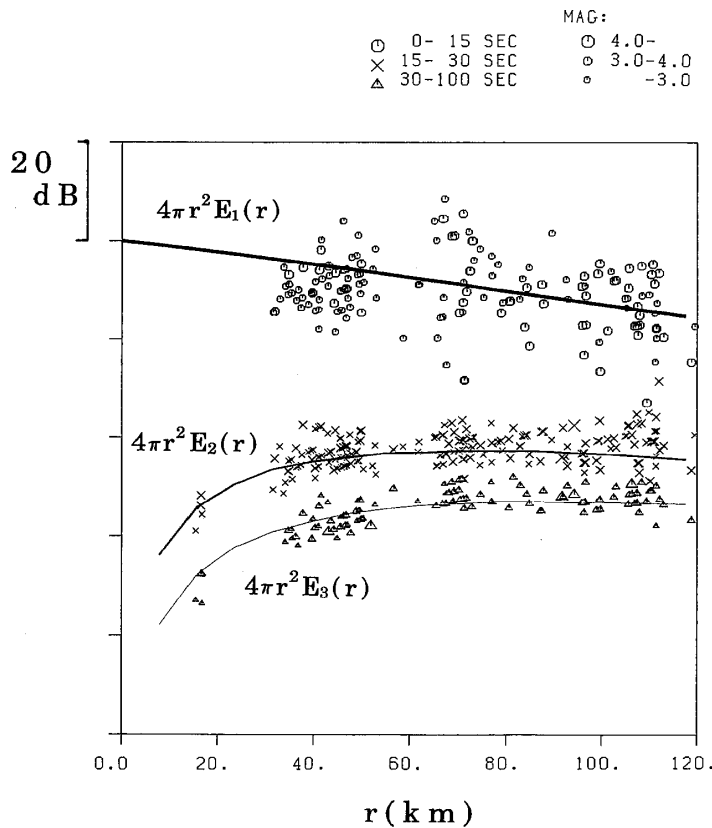


図 2 紀伊半島付近の地震から求めた  $4\pi r^2 \cdot E_1(r)$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_2(r)$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_3(r)$  の片対数表示。曲線は  $L_e^{-1} = 0.017 \text{ km}^{-1}$ ,  $B_0 = 0.15$  の場合の数値計算解

Fig. 2 Logarithmic plots of  $4\pi r^2 \cdot E_1(r)$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_2(r)$ ,  $4\pi r^2 \cdot E_3(r)$  estimated from seismograms whose epicenters are located near Kii peninsular. Curves are numerical solution for  $L_e^{-1} = 0.017 \text{ km}^{-1}$ ,  $B_0 = 0.15$ .

参 考 文 献

- 1) Aki, K. (1980) : Attenuation of shear-waves in the lithosphere for frequencies from 0.05-25 Hz. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **21**, 50-60.
- 2) Aki, K. and Chouet, B. (1975) : Origin of coda waves : source, attenuation and scattering effects. *J. Geophys. Res.*, **80**, 3322-3342.
- 3) Fehler, M., Hoshiaba, M., Sato, H. and Obara, K. (1990) : Separation of scattering and intrinsic attenuation for Kanto-Tokai region, Japan using measurements of S-wave energy vs propagation distance. (preprint submitted to *Geophys. J. Inter.*)
- 4) Gao, L. S., Biswass, N. N., Lee, L. C. and Aki, K. (1983) : Effects of multiple scattering on coda waves in three dimensional medium. *Pure Appl. Geophys.*, **121**, 3-15.
- 5) Hoshiaba, M. (1990) : Simulation of multiple scattered coda wave excitation based on the energy conservation law. *Phys. Earth Planet. Inter.* (in press)
- 6) 干場充之・佐藤春夫・Fehler, M. (1990) : 地震波形全体の解析による散乱減衰と吸収減衰の分離—多重等方散乱波生成のシミュレーション—. 地震学会講演予稿集, No.2, A100.
- 7) Hoshiaba, M., Sato, H. and Fehler, M. (1991) : Numerical basis of the separation of scattering and intrinsic absorption from full seismogram envelope : a Monte-Carlo simulation of multiple isotropic scattering. (preprint submitted to *Papers in Meteorology and Geophys.* )
- 8) Sato, H. (1977) : Energy propagation including scattering effects. Single isotropic scattering approximation. *J. Phys. Earth*, **25**, 27-41.
- 9) Wu, R. S. (1985) : Multiple scattering and energy transfer of seismic waves. -Separation of scattering effect from intrinsic attenuation -I. Theoretical modelling. *Geophys. J. R. astr. soc.* **82**, 57-80.
- 10) Wu, R. S. and Aki, K. (1988) : Multiple scattering and energy transfer of seismic waves. -Separation of scattering effect from intrinsic attenuation -II. Application of the theory to Hindu Kush region. *Pure Appl. Geophys.*, **128**, 49-80.



## 6-2-5 Pコード波振幅とマグニチュードの関係

増田幸治\*

地質調査所 環境地質部

### 1. はじめに

微小地震のマグニチュードは波の種類を選ばず地震動の最大速度振幅を用いて決められていることが多い。しかし、地震波は全方位に一樣に出ているわけではないうえに、各観測点下の地盤の状態によっても振幅がかなり変わってくる。Sato(1984)は地震波形と放射パターンとの関係を理論的に示した。図1は防災科学技術研究所の観測網で記録された震源距離がほぼ同じ観測点での上下動速度波形記録である。このように地震波の放射方向によって、最大振幅そのものも大きく異なる上に、P波部分が最大かS波部分が最大かも違ってくることが実際の観測からもわかる。また、震源近くの観測点での記録は最大振幅部分がスケールオーバーして読み取れず、マグニチュード決定に使えない場合がある。しかし、直達P波に続くPコード波部分はランダムな不均質構造をもつ媒質によって散乱された散乱波によって構成されており、放射パターンの影響が平滑化されていると考えられる。振幅の値そのものも直達P波やS波部分より小さく最大振幅がスケールオーバーしている記録でもPコード波部分の振幅を読み取ることができる場合が多い。そこでPコード波の振幅を新しいマグニチュードの尺度として使うため、Pコード波振幅が震源距離とともにどう減衰するかを調べたのち、Pコード波振幅とマグニチュードの関係を表わす式を導いた。

### 2. データ

防災科学技術研究所の地震観測網によって関東・東海地域で観測された21の地震の上下動地震記象を使った。用いた地震のマグニチュード(防災科学技術研究所の定常処理で計算されたマグニチュード、求め方や最大速度振幅の距離減衰の地域性などについては野口(1990)に詳しい)は1.7~3.6の範囲、震源の深さは25km以浅である。速度波形記録に4-12Hzのバンドパスフィルターをかけたのち、P波の到達時とS波の到達時の中間時を中心とする1sのウィンドウでRMS振幅を計算しPコード波振幅とした。

---

\*〒305 茨城県つくば市東1-1-3

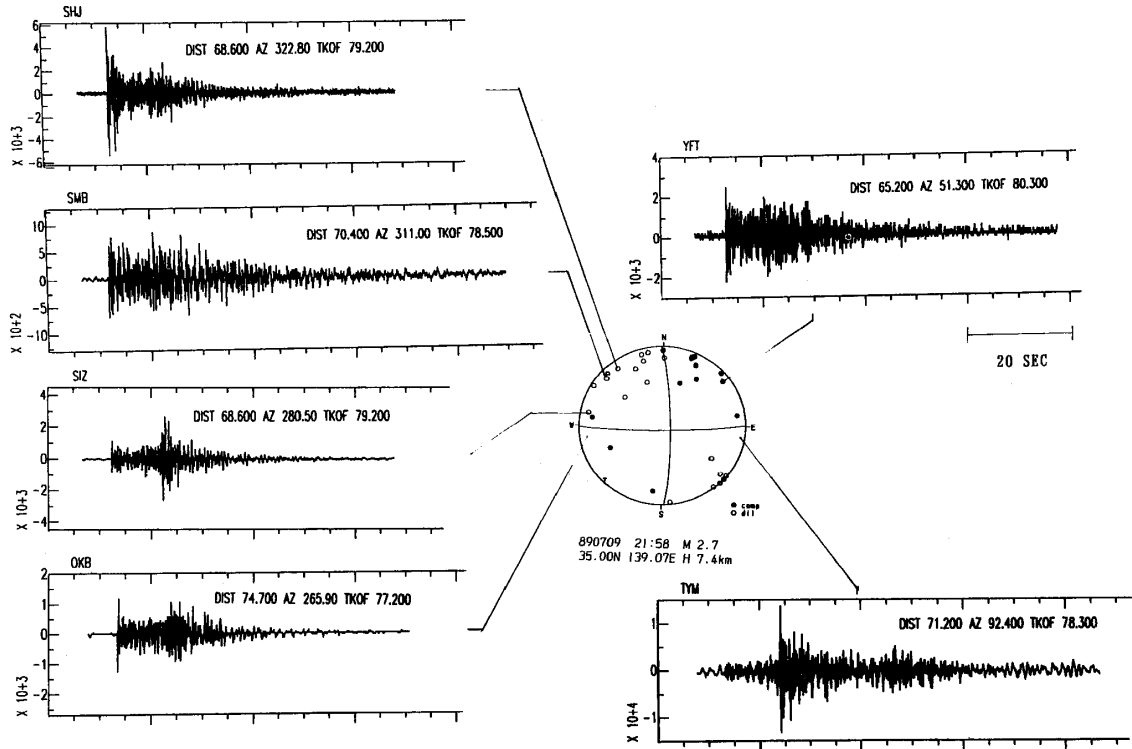


図1 放射パターンと波形記録の関係

Fig. 1 Envelopes of velocity amplitudes observed at hypocentral distances of about 70 km.

### 3. 結 果

個々の地震について、各観測点で記録された最大振幅値 ( $A_{max}$ .nm/s) と P コーダ波振幅 ( $A_{pc}$ .nm/s) を震源距離 ( $R$ km) に対して両対数グラフ上にプロットした。図 2(a)(b)に 2つの地震の例を示す。図 2(a)は  $M1.9$ , (b)は  $M2.7$ の地震である。従来観測の面から最大振幅  $A_{max}$ .と距離  $R$ が両対数グラフ上でほぼ直線関係になる結果が多数得られており

$$\log A_{max} = -\alpha \log R + \beta \quad (1)$$

( $\alpha$ ,  $\beta$ は定数) がマグニチュード決定式でよく用いられてきた (たとえば渡辺 (1971))。図 2(a)(b)からわかるように P コーダ波振幅 ( $A_{pc}$ ) は最大振幅 ( $A_{max}$ ) に比べて約 1~1.5 ケタ小さく最大振幅がスケールオーバーして読み取りデータのない観測点の記録に対しても値を読み取ることができる。P コーダ波振幅の減衰傾向は最大振幅と同じように震源距離  $R$ と両対数グラフ上で直線関係になる。それぞれの地震に対して最小自乗法で  $\log A_{pc}$ の  $\log R$ への回帰直線

$$\log A_{pc} = -a \log R + b \quad (2)$$

を計算し、P コーダ波振幅の距離に対する減衰項  $a$ を平均して

$$a = 1.74 \quad (3)$$

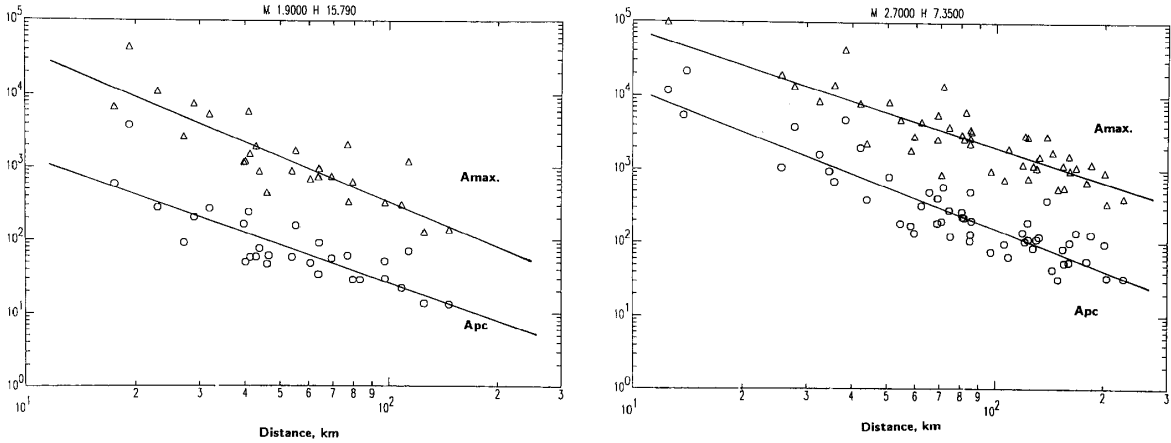


図2 最大振幅 ( $A_{max.}$ ) とPコーダ波振幅 ( $A_{pc}$ ) の震源距離による減衰. (a)  $M=1.9$ , 深さ15.79km (b)  $M=2.7$ , 深さ7.35km.

Fig. 2 Plot showing the decay of the maximum amplitude ( $A_{max.}$ ) and P-wave coda amplitude ( $A_{pc}$ ) with hypocentral distance for two events. (a)  $M=1.9$ , depth=15.79km, (b)  $M=2.7$ , depth=7.35 km.

を得た。この値は防災科学技術研究所が上下動の最大速度振幅からマグニチュードを決める際に採用している渡辺(1971)の式の中の距離減衰係数 $\alpha=1.73$ とよく一致している。次に $M$  (マグニチュード) の値と比べるために(2)式中の定数 $b$ と $M$ との関係を最小自乗法で得た。即ち、

$$b = 0.87M + 3.31 \quad (4)$$

(2), (3), (4)より、Pコーダ波振幅 ( $A_{pc}$ ) と $M$ の関係式として、

$$0.87M + 3.31 = \log A_{pc} + 1.74 \log R \quad (5)$$

が得られる。

図2の横軸を震源距離 ( $R$ km) のかわりにS-P時間 ( $t_{sp}$ s) でプロットしなおすと、やはり両対数グラフ上で $A_{pc}$ と $t_{sp}$ は直線関係になる。そこで、(5)式を導いた場合と同様に、まず個々の地震に対して最小自乗法で $\log A_{pc}$ の $\log t_{sp}$ への回帰直線

$$\log A_{pc} = -a' \log t_{sp} + b' \quad (6)$$

を計算し、 $a'=1.77$ の平均値を得たのち、 $b'$ と $M$ の関係を最小自乗法で求め $A_{pc}$ と $M$ の関係式

$$0.94M + 1.60 = \log A_{pc} + 1.77 \log t_{sp} \quad (7)$$

を得た。(7)式を用いれば震源距離を知ることなく、すなわち震源がわかっていなくても、1ヶ所での記録からマグニチュードを計算することができ、観測点の少ない地震のマグニチュードを推定するのに役立つ (増田, 1990)。

#### 4. ま と め

- (1) Pコード波振幅は最大振幅と同様に、その対数が震源路離の対数に比例して減衰する。
- (2) Pコード波振幅はP波やS波振幅に比べ放射パターンの影響をうけにくく、また最大振幅記録部分がスケールオーバーした観測点でも使える可能性があり、微小地震のマグニチュードの尺度として有用である。

#### 参 考 文 献

- 1) 増田幸治(1990)：Pコード波振幅とマグニチュードの関係，地震学会講演予稿集，1990，no.2，254.
- 2) 野口伸一(1990)：最大速度振幅の距離減衰の地域性と地震のマグニチュード，国立防災科学技術センター研究速報，no. 86，1-40.
- 3) Sato, H. (1984)：Attenuation and envelope formation of three-component seismograms of small local earthquakes in randomly inhomogeneous lithosphere, J. Geophys. Res., **89**, 1221-1241.
- 4) 渡辺 晃(1971)：近地地震のマグニチュード，地震，**24**，189-200.

## 6-2-6 S波の伝播経路減衰表現式について

岸本章士\*

(株)奥村組 筑波研究所 耐震研究室

### 1. はじめに

現在、地震基盤波の特性評価は、重要構造物の耐震設計を行う上で設計入力動を規定するもっとも重要な課題である。

本研究は、科学技術庁防災科学技術研究所の岩槻，下総，府中の三深層井地点での地震基盤と想定される岩盤内で観測された地震波を用いて地震基盤S波の伝播経路減衰特性について検討したものである。

### 2. 対象地震

観測地震波は、岩槻，下総，府中の三深層井地点での地震基盤と想定される岩盤内で得られた加速度記録データであり、三深層井の同時観測が開始された1980年から1988年までの9年間のものである。

対象地震は20地震であり、観測波は水平成分80波を解析対象とした。対象地震の一覧を表-1に示す。

### 3. 解析方法

今回、地震基盤で観測された波への表層地盤部の増幅特性の影響を省くため、S波の直達波成分を解析している。S波の直達波成分を用いることにより地震基盤での強震動スペクトル特性 $P_B(f)$ は、伝播経路特性 $T(f)$ と震源スペクトル特性 $S_0(f)$ の積で表される。

$$P_B(f) = T(f) \cdot S_0(f) \quad (1)$$

観測加速度波からの直達波成分の抽出については、観測加速度波形より速度波形、変位波形を算出し、主に速度波形の主要動部の第一波の波長分を解析対象とした。

本研究では、伝播経路特性を表現する式 $T(f)$ として、以下の三式を評価検討した。

---

\*〒300-33 茨城県つくば市大字大砂387

表1 対象地震一覽表  
Table 1 List of Earthquakes.

NO.	DATE	LONGITUDE	LATITUDE	DEPTH	MAGNITUDE	CATEGORY
1	Sept. 24, 1980	139°48'	35°58'	80	5.4	I
2	Sept. 25, 1980	140°13'	35°31'	80	6.1	I
3	Mar. 7, 1982	140°39'	36°28'	60	5.5	I
4	Jul. 23, 1982	141°57'	36°11'	30	7.0	I
5	Jul. 2, 1983	141°11'30"	36°54'18"	54	5.8	I
6	Dec. 17, 1984	140°03'30"	35°35'48"	78	4.9	I
7	Jun. 8, 1985	140°14'54"	35°32'18"	64	4.8	I
8	Oct. 4, 1985	140°09'30"	35°52'06"	78	6.1	I
9	Jun. 24, 1986	140°43'12"	34°49'24"	73	6.5	I
10	Nov. 29, 1986	141°10'48"	36°23'30"	42	5.8	I
11	Feb. 6, 1987	141°56'06"	36°56'12"	30	6.4	I
12	Feb. 6, 1987	141°53'48"	36°57'42"	35	6.7	I
13	Apr. 7, 1987	141°52'00"	37°18'00"	44	6.6	I
14	Apr. 10, 1987	139°52'30"	36°07'12"	60.9	4.9	I
15	Apr. 17, 1987	140°08'30"	35°44'30"	76.8	5.1	I
16	Apr. 23, 1987	141°37'36"	37°05'18"	46.8	6.5	I
17	Jun. 30, 1987	140°05'18"	36°11'00"	56.5	4.9	I
18	Jul. 12, 1987	140°03'36"	36°08'42"	56.9	4.6	I
19	Mar. 18, 1988	139°38'48"	35°39'42"	96.1	6.0	I
20	Sept. 16, 1988	140°04'00"	36°12'00"	61.2	4.5	I

$$T(f) = R^{-1} \exp(-2\pi f R / 2 Q_s(f) V_s) \quad (2)$$

$$T(f) = R^{-B(f)} \quad (3)$$

$$T(f) = R^{-1} \exp(-G(f) R^{(D-2)}/2(D-2)) \quad (4)$$

ただし、 $R$ ：震源距離、 $V_s$ ：せん断波速度、 $D$ ：フラクタル次元、 $G$ ：減衰強度、 $f$ ：周波数、 $\pi=3.14159$ である。

いま $I$ 個の地震が $J$ 個の観測点ですべて観測されたとすると、 $j$ 番目の観測点で観測される $i$ 番目の地震の基盤観測波のパワースペクトル $PS_{Bij}(f)$ は、次式で表される。

$$PS_{Bij}(f) = PS_0(f) (T(f))^2 \quad (5)$$

ただし、 $PS_0$ は震源のパワースペクトルである。

ここで、式(5)の両辺の自然対数を取り線形化すると次式のように表される。

$$\log PS_{Bij}(f) = \log PS_0(f) + 2 \log T(f) \quad (6)$$

ここで、地震と観測点の組合せにより、 $(I \times J)$ 個の式(6)を得ることができる。これらの式を用いて、多重回帰分析により、周波数毎に $I$ 個の地震の震源スペクトル値と $Q_s(f)$ などの伝播経路特性値を求めている。

伝播経路特性を表現する三式の比較評価については、情報量基準AICを評価尺度とした。

#### 4. 結果について

##### (1) 伝播経路特性値について

###### a. $Q_s(f)$ 値

多重解析により得られた $Q_s^{-1}$ を図-1に示す。この結果より、 $Q_s^{-1}$ 値は周波数依存性を示し、周波数 $f$ の約 $-0.7$ 乗に比例していることがうかがえる。この減衰特性は、マクスウェルモデルに近い特性を示すことがわかる。

###### b. $B(f)$ 値

周波数依存性を考慮した特性値 $B(f)$ の結果より、 $B(f)$ 値についても伝播経路特性は、周波数に依存していることが得られた。周波数 $2\text{ Hz}$ ぐらいまでは、 $B(f)=2$ 程度の値を示し、 $2\text{ Hz}$ 以上になると周波数が高いほど値が大きくなっている。

###### c. フラクタル次元 $D$ と減衰強度 $G(f)$

表現式(4)については、伝播経路特性値がフラクタル次元 $D$ と減衰強度 $G(f)$ の2つある。フラクタル次元 $D$ の最適値を評価するため周波数毎のAICとフラクタル次元の関係が求めた一例を図-2に示す。

$2.5\text{ Hz}$ 以上の周波数については、AICの極小値が存在し一部若干大きめの値を示す周波数のところが存在するが、フラクタル次元はおおよそ $2.1$ 程度の値を示している。

もう一方の特性値である減衰強度 $G(f)$ についても、周波数依存性を示すことが得られ、

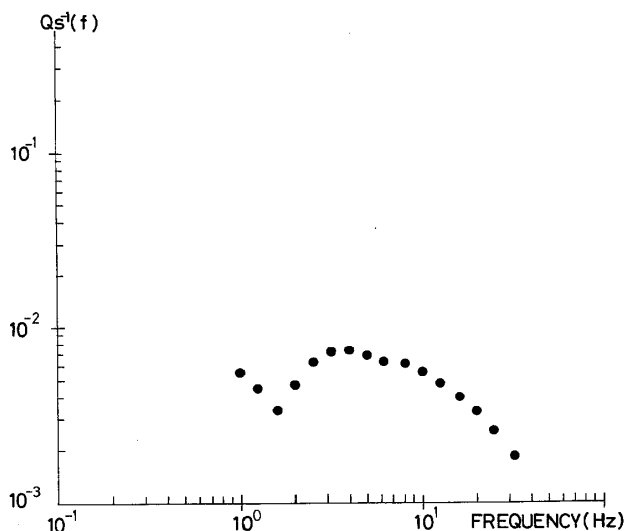


図1  $Q^{-1}$ 値周波数特性図  
Fig. 1 Spectrum Property of  $Q^{-1}$ .

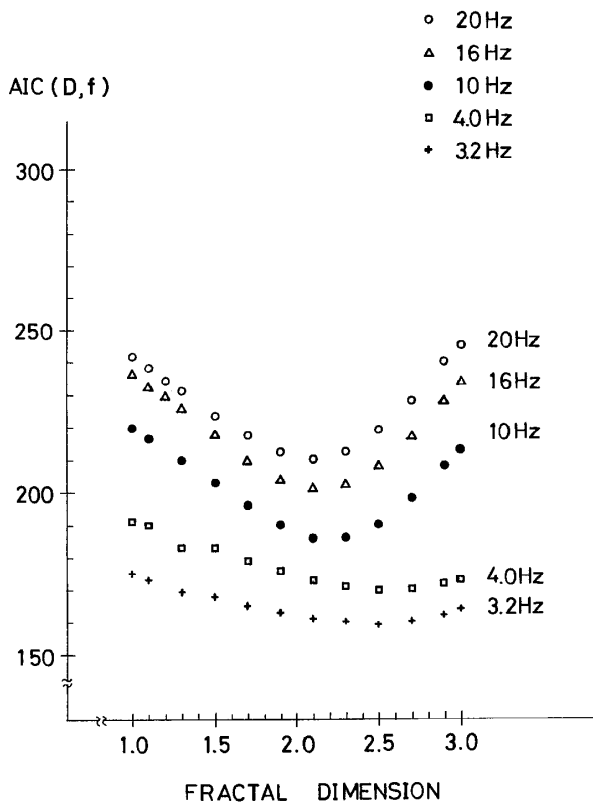


図2 周波数別フラクタル次元とAICの関係図  
Fig. 2 Relation of Fractal Dimension and AIC Value with Frequency.

式(3)で求められた $B(f)$  とよく似た特性を示していることが分かった。

(2) 各表現式の比較

伝播経路特性を表現する上記3式の比較評価を情報量基準AICにより行った結果以下のことが得られた。 $Q_s^{-1}$ 値を求める式(2)のAICは、解析周波数全域で一番大きな値を示している。式(3)と式(4)のフラクタル次元 $D=2.1$ の場合の比較では、AICの値は解析周波数全域でほとんど変わらないことが分かり、周波数5 Hzから10Hzの領域で式(4)のAICが若干小さいことが得ら



れた。

以上より、伝播経路特性を表現する式として、式(4)が最も優れていることが分かった。

#### 参 考 文 献

- 1) 岸本章士, 木下繁夫(1990): S波の伝播経路減衰表現式について, 土木学会第45回年次学術講演会講演概要集, 1032-1033.
- 2) 岸本章士, 木下繁夫(1989): 関東地域南西部の地殻内におけるS波の減衰特性, 土木学会第44回年次学術講演会講演概要集, 916-917.
- 3) Sato, H. (1988): Fractal Interpretation of The Linear Relation Between Logarithms of Maximum Amplitude and Hypocentral Distance. Geophys. Res. Lett., Vol. 15, No. 4, 373-375.
- 4) Joyner, W. B. and Boore, D. M. (1988): Measurement, Characterization, and Prediction of Strong Ground Motion, Geotechnical Special Publication No. 20 GE Div. of the A. S. C. E, Earthquake Eng. and Soil Dynamics 2 Recent Advances in Ground-Motion Evaluation, 43-102.



## 6-2-7 千倉観測点における泥岩のS波に対する $Q^{-1}$ ： 地中地震観測記録の入射および反射フェーズの比較

福島美光\*

清水建設株式会社 大崎研究室

### 1. はじめに

千葉県千倉町の地中地震計(固有周期1秒の速度計)で、図1に示すようなS波の到着後1.5~1.6秒に地表からの反射波と考えられる顕著なフェーズが見られる12の微小地震( $2.3 \leq M_L \leq 4.2$ )の観測記録が得られた。この地中地震計は第三紀の泥岩中の深さ732mに埋設されていて、地表から深さ800mまでは、ほぼ均質な泥岩が続いていることが堀削時に採取されたコアサンプルおよび物理探査によって確認されている。同一記録中に見られる入射S波のフェーズと地表からの反射フェーズとの伝達特性からは、泥岩のS波に対する周波数依存型の $Q^{-1}$ 値を地盤増幅特性や計器の補正なしに求めることができた。

### 2. 入射および反射フェーズ

SH波の伝達特性から $Q^{-1}$ 値を見積るとき、SV波が混入していると境界面での反射・屈折にともない、エネルギーが減少して過大な $Q^{-1}$ を求めてしまう可能性がある。そこで、入射フェーズの三次元軌跡の主軸を調べ、最短主軸をS波の入射方向と考え、この入射方向と直交する水平成分をSH波として抽出した。SH成分の一例を図1(a)に示した。

次に入射フェーズと反射フェーズを図1(b)に示すようなタイムウインドウを通して切り出した。入・反射フェーズのラグタイム $\tau$ は両フェーズの相関係数が最大になるように、またウインドウの幅は、入・反射フェーズのコヒーレンスが高くしかも十分なパワーのある部分を切り出すように最適な幅を選んだ。ウインドウの端0.1秒間はcos型のテーパをかけた。切り出された入・反射フェーズを図1(c)に示す。

ラグタイムの最大値 $\tau_{\max}$ は1.62秒で、鉛直方向に入射S波が上昇して地表面で反射した後に下降してきた仮定すると、S波速度は904m/sと求まる。この速度は、コアサンプルのテスト結果とよく対応する。次に入射角 $\theta$ は

---

\*〒100 東京都千代田区内幸町2-2-2 富国生命ビル

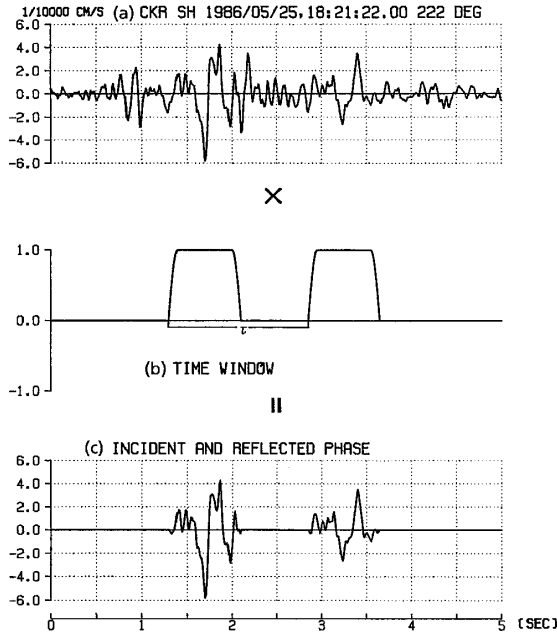


図1 (a)顕著な入・反射フェーズの見られるSH波成分。(b)入・反射フェーズを切り出すためのタイムウィンドウ。同フェーズに対してラグタイム $\tau$ だけずれた同じ形のウィンドウをかけた。(c)切り出された入・反射フェーズ。

Fig. 1 (a) SH component, in which remarkable reflected phase can be seen. (b) Time window to extract incident and reflected phases. Same form windows for both phases with lag time  $\tau$ . (c) Extracted incident and reflected phase.

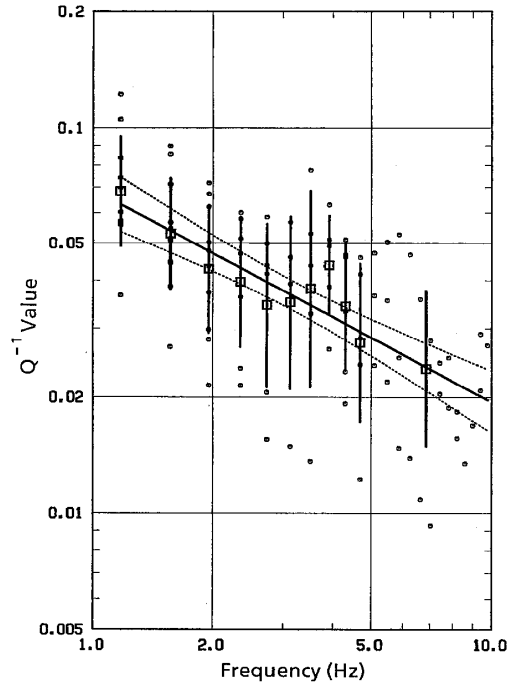


図2 周波数ごとの $Q^{-1}$ 値の平均と分散。丸はデータポイント、四角は平均を表す。太線および点線はそれぞれ回帰分析結果および95%信頼限界を表す。

Fig. 2 Plot of mean  $Q^{-1}$  values and error bars versus frequency. Circles indicate data points and squares mean values. Bold line indicates regression line and dotted lines indicate 90% confidence level of regression analysis.

$$\theta = \cos^{-1}(\tau/\tau_{\max}) \quad (1)$$

と表せる。伊豆大島近海で発生した地震は震源が浅く、幾何学的には入射角が大きいだが、(1)式で計算される入射角は $20^\circ$ 以下と求まる。これは、この地域の三次元速度構造が、プレートのもぐり込みによって複雑に入り組んでおり、地震波が高速度のプレートに沿っていったんもぐり込んだ後、観測点付近で立ち上がってくるためと考えられる。

### 3. $Q^{-1}$ 値の推定

入射フェーズを入力、反射フェーズを出力としてシステムファンクション $H(f)$ とコヒーレンス $\text{coh}(f)$ を次式によって求めた。

$$H(f) = S_{xy}(f)/S_{xx}(f) \quad (2)$$

$$\text{coh}^2(f) = |S_{xy}(f)|^2 / \{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)\} \quad (3)$$

ここで  $S_{xx}(f)$  と  $S_{yy}(f)$  は入力および出力のパワースペクトル,  $S_{xy}(f)$  は入力および出力のクロススペクトル. 観測点付近で平面波として波が伝わるとすれば,

$$Q^{-1} = -\ln[H(f)] / \pi r f \quad (4)$$

と求まる. ただしコヒーレンスの低い周波数はノイズが混入していると考えられるので,  $\text{coh}^2(f)$  が 0.9 以上の周波数のデータのみを用いた.

周波数ごとに求まる  $Q^{-1}$  を対数軸上で周波数の一次式と仮定して回帰分析した結果

$$\log_{10}(Q^{-1}) = -0.55 \log_{10}(f) - 1.16 \quad (1.0 < f < 10.0 \text{ Hz}) \quad (5)$$

と求まった.

回帰分析結果, 周波数ごとの  $Q^{-1}$  の平均と分散, および 95% 信頼限界を図 2 に示す. 周波数の増加にともなって  $Q^{-1}$  が小さくなる傾向は, 他の研究で求められた関東地方の堆積層における  $Q^{-1}$  の傾向と一致している.

#### 参 考 文 献

- 1) Fukushima Y., Kinoshita, S. and Sato, H. (1991) : Measurement of  $Q^{-1}$  for S wave in mudrock at Chikura, Japan : Comparison of incident and reflected phase in borehole seismograms., Western Pacific Geophys. Meeting., Kanazawa, Japan, Am. Geophys. Union, S41B-11.
- 2) Fukushima Y., Kinoshita, S. and Sato, H. (1991) : Measurement of  $Q^{-1}$  for S-waves in mudstone at Chikura, Japan : Comparison of incident and reflected phase in borehole seismograms. Bull. Seism. Soc. Am., submitted.



## 6-2-8 Theoretical Study of Forward Scattering and Fluctuation Analysis

Ru-Shan Wu\*

Institute of Geophysics, Academy of Sciences of China

Understanding the heterogeneities in the lithosphere is important for both the earthquake prediction and earthquake engineering. Seismic wave scattering is one of the most important methods to study the lithospheric heterogeneities. In the past, a large amount of research work has been done on backscattering or large-angle scattering. However, the work on forward scattering is rather limited. Forward scattering can reveal different properties of heterogeneities. Therefore, to persuade the study of forward scattering is a recent trend in seismology. Fluctuation coherence analysis using seismic arrays (Flatte and Wu, 1988) and wave envelope broadening (Sato, 1989) are two important aspects of forward scattering. During my visit, I mainly worked on the theoretical study of fluctuation coherence analysis. Although there is plenty of literature in the theory of transverse coherence, there is no derivation available on the theory of angular coherence of fluctuations. I adopted the spectral approach and derived the

**Table 1** Summary of transmission fluctuation analysis at NORSAR.

		Data						Modeling					
		$f$ (Hz)	$\sigma_\phi$	$\sigma_t$ (sec)	$\sigma_u$	$\rho_{u\phi}$	$\bar{a}$ (km)	Model	Extent (km)	$D$	Random media	$\bar{\alpha}$	
LASA	AKI (1973)	0.5	0.6	0.19	0.32	0.35	10	single layer	0-60	5	Gaussian	4%	
	CAPON (1974)	0.8	0.52	0.10	0.37	0.23	12	single layer	0-136	6	Gaussian	1.9%	
	BERTEUSSEN <i>et al.</i> (1975)	0.7	0.08-0.11	0.02-0.025	0.26-0.42		15	single layer	0-50 0-150			Gaussian	0.3-3.0%
NORSAR	BERTEUSSEN <i>et al.</i> (1975)	0.7	0.26-1.75	0.05-0.4	0.15-0.36		15-60	single layer	0-100 0-350			Gaussian	0.5~2.0%
	FLATTÉ and WU (1988)	2.0	1.70	0.135	0.41	0.26	Power-law medium	Two- layers	$L_1$ : 0-200 $L_2$ : 15-250			Power-law $p_1 = 0$ $p_2 = -4$	$\bar{\alpha}_1 = 0.9-2.2\%$ $\bar{\alpha}_2 = 0.5-1.3\%$
GBA	BERTEUSSEN <i>et al.</i> (1977)			0.05-0.08			20	single layer	250			Gaussian	0.2~0.3%

$\sigma_\phi$ : rms phase fluctuations

$\sigma_t$ : rms arrival-time fluctuations

$\sigma_u$ : rms log amplitude fluctuations

$a$ : correlation length

$D$ : wave parameter, defined by  $D = 4R/(ka^2)$ , where  $R$  is the layer thickness

$\bar{\alpha}$ :  $P$  wave speed perturbation, defined by  $\bar{\alpha} = \langle (\delta\alpha/\alpha_0)^2 \rangle^{1/2}$ .

\*Beijing, China

formulas for angular coherences together with the formulas for transverse coherence. From the derived formulas, not only we are able to understand the data analysis much better, also we can derive some new methods of data analysis to improve the resolution of angular coherence analysis for deep heterogeneities. In the future we will work along this line and do some data analysis hoping to increase our knowledge about the lithosphere heterogeneities. The theoretical work completed here will serve as the basis for the new study. Besides the theoretical derivation, I also completed a review paper on fluctuation coherence analysis (Wu and Flatte 1990), which will be included in the special issue "Scattering and attenuation of seismic waves" of Pure and Applied Geophysics edited by Wu and Aki. Table 1 shows the summary of the analysis of the data at NORSAR.

During my stay, I gave eight scientific talks in NRCDP and GSJ in Tsukuba, ERI in Tokyo, Tohoku University in Sendai, Kyoto University in Kyoto, and Oyo Company in Urawa and had beneficial scientific exchanges with the scientists in these institutions. Dr. H. Sato and I also discussed the organization work on the special symposium "Scattering and Attenuation of Seismic Waves" of the 1989 Istanbul meeting of International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior. Both Dr. H. Sato and I are the co-convenors of the symposium. We believe that the symposium became a milestone and arouse much world-wide interest in this research field.

#### References

- 1) Flatte, S. M. and Wu, R. S. (1988) : Small-scale structure in the lithosphere and asthenosphere deduced from arrival time and amplitude fluctuations at NORSAR. *J. Geophys. Res.*, **93**, 6601-6604.
- 2) Sato, H. (1989) : Broadening of seismogram envelopes in the randomly inhomogeneous lithosphere based on the parabolic approximation : southe astern Honshu, Japan. *J. Geophys. Res.*, **94**, 17, 735-747.
- 3) Wu, R. S. and Flatte, S. M. (1990) : Transmission fluctuation across an array and the heterogeneities in the lithosphere. *Pure Appli. Geophys.*, **132**, 175-196.

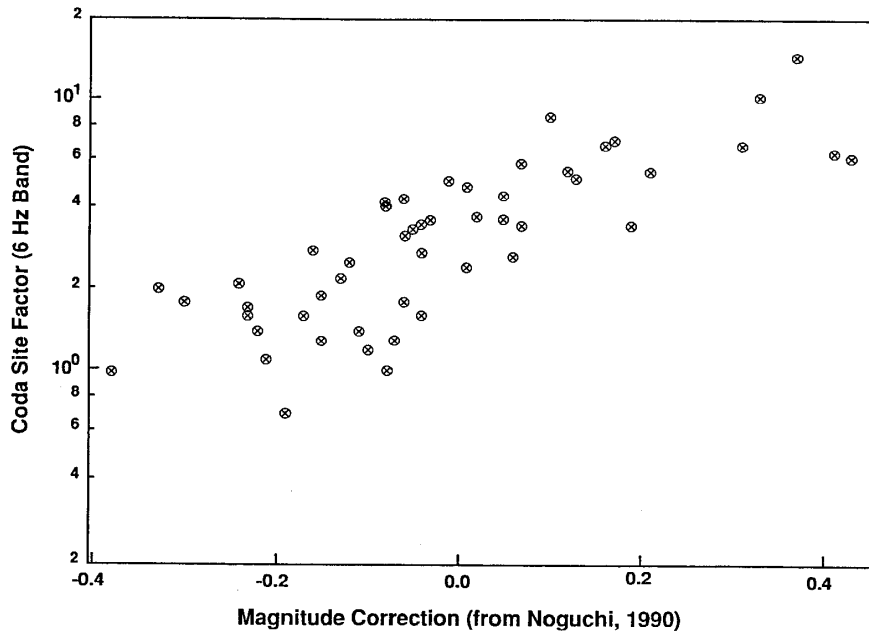


## 6-2-9 Determining the relative contributions of intrinsic and scattering attenuation to total attenuation of seismic waves in the Kanto-Tokai Region

Michael C. Fehler\*

Los Alamos National Laboratory

Our goal was to apply a recently developed theory (Wu, 1985) to determine the relative contributions of intrinsic and scattering attenuation to total seismic attenuation to data collected by NRCDP's Kanto-Tokai seismic network. This work (Fehler et al., 1991) was conducted in close collaboration with Drs. Sato and Obara-san and Hoshiba-san from the Meteorological Institute. This study was carried out in two steps. First we had to determine relative site amplification of seismic waves in order to compare data collected by various seismic stations. Second, we had to calculate the total seismic



**Fig. 1** Vertical component site amplifications for 6Hz band obtained using coda wave method vs. magnitude residuals determined by Noguchi (1990).

---

\*EES-4, MS D443, Los Alamos, New Mexico, 87545, U. S. A.

energy contained in the S wave and S wave coda as a function of distance from the earthquake source. Access to the data was provided using programs written by Noguchisan and computer assistance from Obara-san.

The first step, site amplification determination was accomplished using the coda method (Phillips and Aki, 1986). Site amplifications relative to station TRU were determined for four frequency bands : 1-2Hz, 2-4Hz, 4-8Hz, 8-16Hz and 16-32Hz. We found that the coda method yielded reliable results for the three lower frequency bands and less reliable results for higher bands. We found some correlation of site amplifications for nearby stations. The amplifications also showed some correlation to surface geology. We also found that the amplifications determined for the vertical component of motion were very near to those found for the horizontal component of motion, indicating that coda waves are traveling in all directions and with all polarizations. We found close agreement between the site amplifications determined for the 6 Hz band and the magnitude residuals determined by Noguchi (1990) for the NRCDP data base (see Fig. 1).

The power determination was accomplished by integrating the total power after the

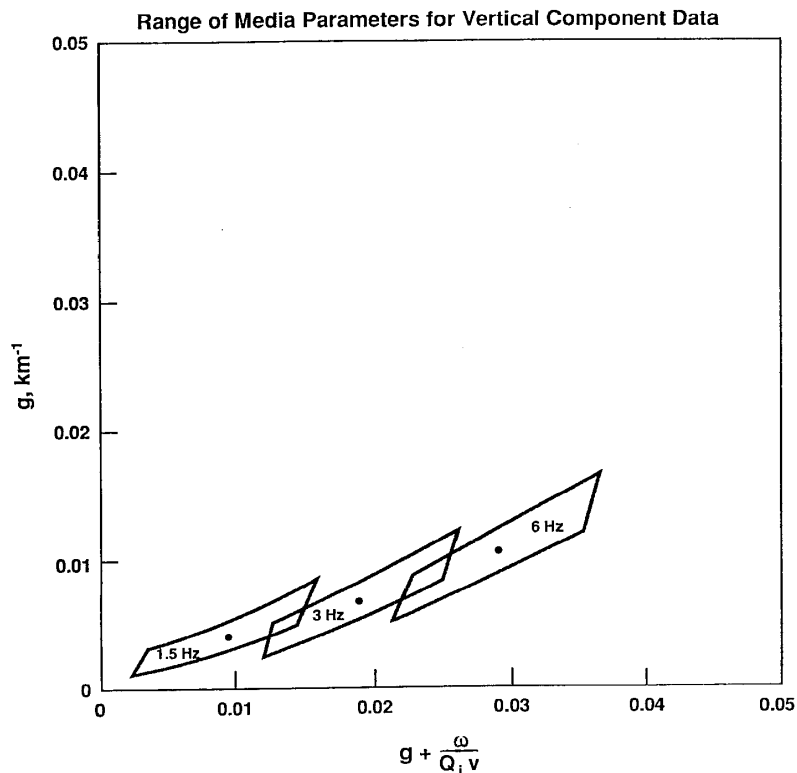


Fig. 2 Ranges of possible values of  $g$  and  $g + \omega / (Q_i v)$  for 6Hz band (vertical component).

**Table. 1** Resultant estimation of parameters.

Center Freq. (Hz)	$g$ ( $\text{km}^{-1}$ )	$g + \omega / VQ_i$ ( $\text{km}^{-1}$ )	$B_0$	$g^{-1}$ (km)	$Q_i^{-1}$	$Q_s^{-1}$	$Q_l^{-1}$	$Q_c^{-1}$
Vertical Component Data								
1.5	.004	.009	.45	250	.0021	.0017	.0038	.0041
3.0	.0065	.019	.34	150	.0026	.0014	.0040	.0033
6.0	.01	.030	.33	100	.0021	.0011	.0033	.0022
Horizontal Component Data								
1.5	.0035	.011	.32	285	.0031	.0015	.0046	.0044
3.0	.01	.025	.40	100	.0032	.0021	.0053	.0033
6.0	.014	.032	.44	70	.0018	.0015	.0033	.0022

S arrival and correcting for site amplification and source effects. We found that total power measured from the S wave onset was rather scattered but that by beginning the measurement some time after the S onset, the scatter became very small. The large scatter when we began with the S onset is caused by source radiation pattern effects, which are reduced when later portions of the seismogram are used.

Interpretation of the results and improvement of analysis procedure was close collaboration with Dr. Sato and Hoshiya-san, who both have considerable experience in understanding scattering of seismic waves. We were able to compare the results of the measurements with an improved theory (Hoshiya, 1990) to determine seismic albedo, of the ratio of scattering to total attenuation. We found that by comparing the relative amount of seismic energy vs. distance for various time intervals after the S wave onset, as well as the shape of the energy vs. distance curves, we could get very reliable measurements of scattering and intrinsic attenuation. We found that seismic albedo ranges from 0.45 at 1.5Hz, 0.34 at 3Hz, and 0.33 at 6Hz (see Fig. 2 and Table 1). The intrinsic attenuation is about two times as large as the scattering loss. We found that estimates of coda wave attenuation  $Q_c^{-1}$ , made using the coda wave method, are similar to the intrinsic attenuation. We found that the site amplifications determined for vertical and horizontal NS components of motion were similar provided that the geophone characteristics were the same for both components of motion. Albedo is also independent of the direction of particle motion analyzed, indicating that scattering is particle motion independent.

We were surprised by the close similarity between our data and the theory because the theory is one for isotropic scattering and considers the earth to be uniform. We had experienced that some disagreement between data and theory may indicate the need for a more sophisticated model.

### References

- 1) Fehler, M., Hoshiya, M., Sato, H., and Obara, K. (1991) : Separation of scattering and intrinsic attenuation for the Kanto-Tokai region, Japan, using measurements of S-wave energy vs. propagation distance, Submitted to Geophys. J. Int.
- 2) Hoshiya, M. (1990) : Simulation of multiple scattered coda wave excitation based on the energy conservation law, Phys. Earth Planet Inter., in press.
- 3) 野口伸一(1990) : 最大速度振幅の距離減衰の地域性と地震のマグニチュード, 国立防災科学技術センター研究速報, **86**, 1-40.
- 4) Phillips, S. and Aki, K. (1986) : Site amplification of coda waves from local earthquakes in central California. Bull. Seismol. Soc. Amer., **76**, 627-648.
- 5) Wu, R. S. (1985) : Multiple scattering and energy transfer of seismic waves-separation of scattering effect from intrinsic attenuation -I. Theoretical modeling. Geophys. J. R. Astron. Soc., **82**, 57-80.

6-3-1 関東地域における震源スペクトル $f_{\max}$ とS波の $Q^{-1}(f)$ 

木下繁夫\*

防災科学技術研究所

## 1. はじめに

点震源から震源距離  $r$  にある観測地点のS波加速度スペクトルに対する遠方解は次式で表現される。

$$A(f, r) = \frac{\sqrt{2}\pi R_{\theta\phi}}{\sqrt{\rho'\rho\beta'\beta^5}} \cdot f^2 \bar{M}_0(f) \cdot \frac{1}{r} \exp[-(\pi fr/\beta) Q^{-1}(f)] \cdot G(f) \quad (1)$$

ここで、 $R_{\theta\phi}$ はradiation pattern,  $\rho$ と $\beta$ は震源域での密度とS波速度,  $\rho'$ と $\beta'$ は観測点直下における基盤でのものである。 $\dot{M}_0(t)$ をmoment rateとすれば, そのFourier変換 $\bar{M}_0(f)$ を用いて, 加速度震源スペクトルが $f^2 \bar{M}_0(f)$ となる。また, $G(f)$ はsite effectsを示す項で,  $Q(f)$ は周波数依存のquality factorである。

本研究の目的は,  $f^2 \bar{M}(f)$ のcorner周波数 $f_c$ 以上の高周波数域における形状, 特に,  $\omega^{-2}$ モデルから想定される平坦スペクトルの急激なcut off点( $f_{\max}$ )の存在(木下, 1988)に関する知見を得ること, 及び $Q^{-1}(f)$ の定量化である。

2. Source controlled  $f_{\max}$ 

式(1)において, 線形従属関係にある $f^2 \bar{M}(f)$ と $G(f)$ とは, その推定においてtrade offの問題が残る。そこで,  $f^2 \bar{M}(f)$ の概略を知るためには,  $G(f)$ に関する規準観測点(複数ある程良い)が必要となる。本研究では, 深層井観測点SHM(地下2.3km)で $G(f) = \text{const}$ とした。これは, 経験上, SHMでの $A(f, r)$ が,  $f > f_c$ 及び $r < 100\text{km}$ において,  $f > 30\text{Hz}$ まで $\omega^{-2}$ モデルに従うごとく平坦スペクトルを保持することが多くの地震について得られているためである。

なお, 従来の研究成果及び次項の結果からも言えることであるが,  $Q(f) \propto f^n$ ,  $n=0.7\sim 0.9$ である。従って,  $G(f) = \text{const}$ を保持出来る $f$ の範囲では $A(f, r)$ と $f^2 \bar{M}(f)$ の形状はほぼ相似となるため,  $f^2 \bar{M}(f)$ に存在する $f_{\max}$ を $A(f, r)$ から知ることが出来る。

\*防災総合研究部

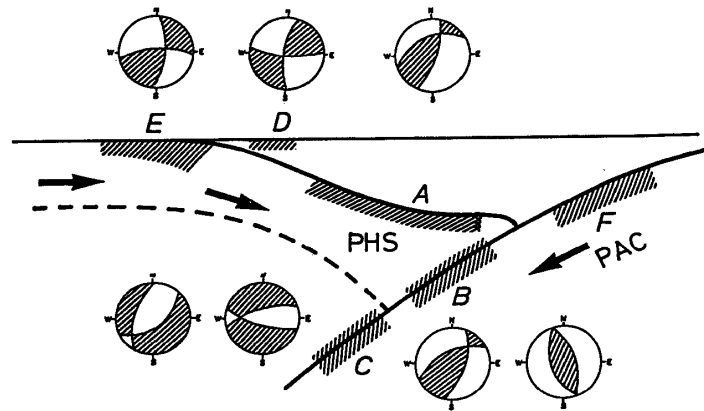


図1 関東地域における6つの地震の震源域

図中、PAC及びPHSは、各々、太平洋プレート及びフィリピン海プレートを示す。6つの震源域は、  
 A：フィリピン海プレートとユーラシアプレートの境界域、  
 B：太平洋プレートとフィリピン海プレートの衝突域（代表的なメカニズムは逆断層型）、  
 C：フィリピン海プレート下面と太平洋プレート上面の交差近傍域（代表的なメカニズムは正断層型）、  
 D：関東地域における活断層域、  
 E：フィリピン海プレート内部地域、及び  
 F：太平洋プレートのサブダクション域である。B及びE領域の地震の $f_{max}$ は10Hz以下、他領域の地震の $f_{max}$ は20Hz以上となる。

Fig. 1 Six hypocentral regions beneath the Kanto district, Japan. PAC and PHS denote the Pacific and the Philippine Sea plates, respectively. Six regions show  
 A : the boundary zone between PHS and the Eurasian plate,  
 B : B:the slab-slab collision zone between PAC and PHS (a typical focal mechanism is reverse fault type),  
 C : near the intersection zone of the lower boundary of PHS and the upper boundary of PAC (a typical focal mechanism is normal fault type),  
 D : active fault zone in the Kanto region,  
 E : the intraplate zone of PAC, and  
 F : the subduction zone of PAC. The  $f_{max}$  of the earthquake in regions B and E is less than 10 Hz and that in other regions is greater than 20Hz.

関東平野内の地震について、その発生様式が異なる図1の6地域において求めた $f_{max}$ は、図中のB及びE領域で10Hz以下となり、他領域では20Hz以上となる。図2にA、B及びC領域の地震ごとの $|A(f, r)|^2 / T_d$ を示す。ここで、解析時間長 $T_d$ は2.56sである。標準的な震源深さがA領域で50km程度、B領域で50~80km、C領域で80km以上であるから、B領域での $f_{max}$ の低下は、 $f_{max}$ が径路効果やsite effectsによるものでなく、震源によるものであることを示している。また、 $f > f_{max}$ でのパワー・スペクトルは-24dB/oct.程度である (Kinoshita, 1991)。

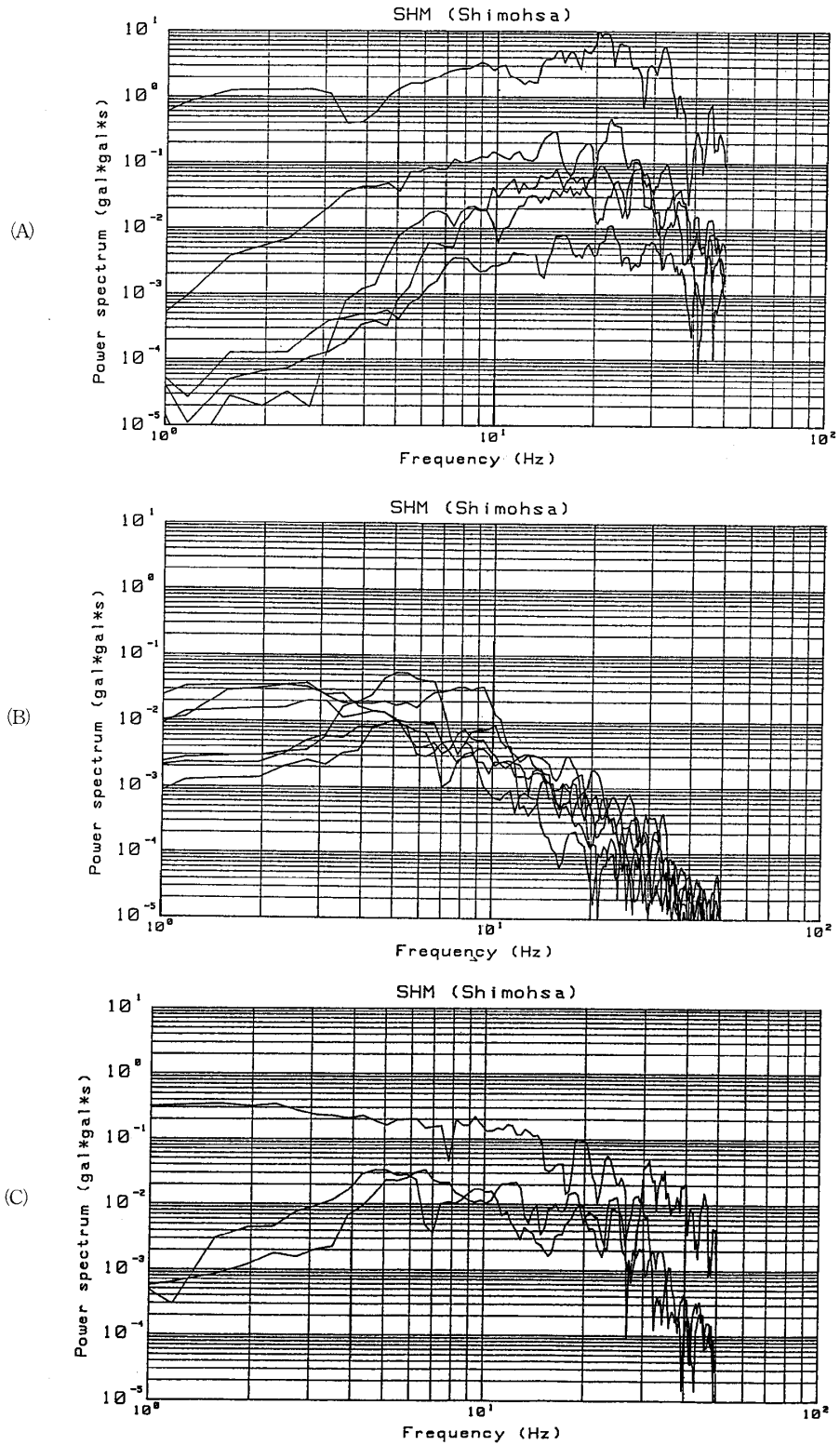


図2 3つの異なる震源域の地震のパワー・スペクトル。(A), (B), 及び(C)は, 図1の領域A, B及びCに対応する。

Fig. 2 Power spectra of events occurred at three different regions : (A)region A, (B) region B, and (C) region C in Fig.1.

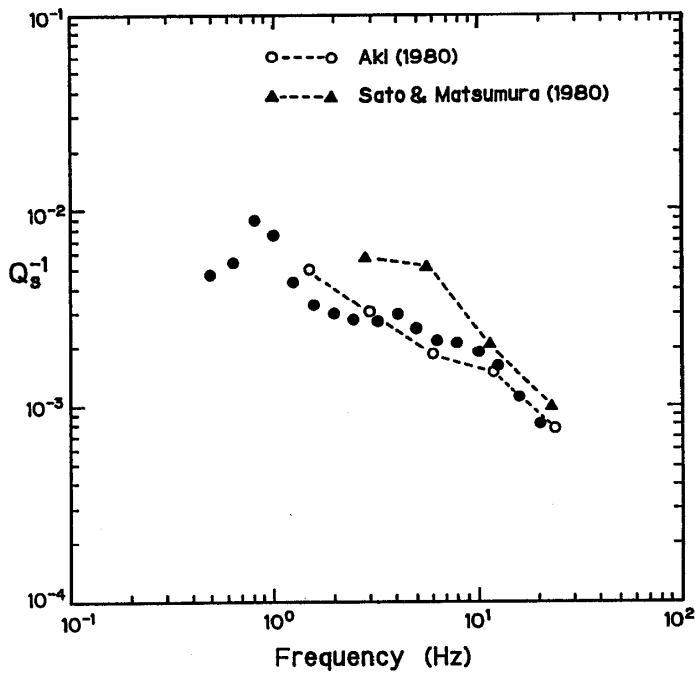


図3 S波の $Q^{-1}(f)$ の推定結果.  
Fig. 3 Estimated  $Q^{-1}(f)$  of S-waves.

### 3. $Q^{-1}(f)$

$Q^{-1}(f)$ は深さ30km以浅に震源深さを持つ地殻内地震について式(1)に基づき求めた。ただし、3深層井観測点(IWT, SHM及びFCH)で $G(f)$ は等しいと仮定して、3深層井記録のみから求めた。3井での $G(f)$ が等しいとして得られた図3の $Q^{-1}(f)$ は、高周波数域において従来の $Q^{-1}(f)$ に関する推定結果とも良い一致をみている(Kinoshita, 1990)。また、 $G(f)$ に対する仮定がより現実的な0.8Hz程度で $Q^{-1}(f)$ にピークが存在することが判ったが、この周波数域での誤差範囲はfactor 2~3と高周波側より悪化している。

### 4. まとめと今後の課題

本研究において、source controlled  $f_{max}$ の存在と $Q^{-1}(f)$ の1Hz近傍におけるピークの存在とが観測事実として得られた。今後、推定精度を向上させるためには、 $G(f)$ に関する考察がより必要となる。 $G(f)$ に関しては、2.で述べた様に規準観測点がまず必要となる。本研究で求めた $G(f)$ の例として、SHMに対するIWTとTKN(筑波峰観測点、筑波山)の $G(f)$ を図4に示す。これは式(1)で $r$ の等しい地震のデータ・セットをSHMとIWT及びTKNの各々の組み合わせについて作成し、そのスペクトル比より求めたものである。 $R_{\phi\phi}$ を考慮した場合の $G(f)$ は、考慮しない場合のそれとほぼ同じであるが、むしろ誤差幅は大きくなる。即ち、 $f \gg f_c$ では $R_{\phi\phi} = \text{const}$ の方が現実的である。



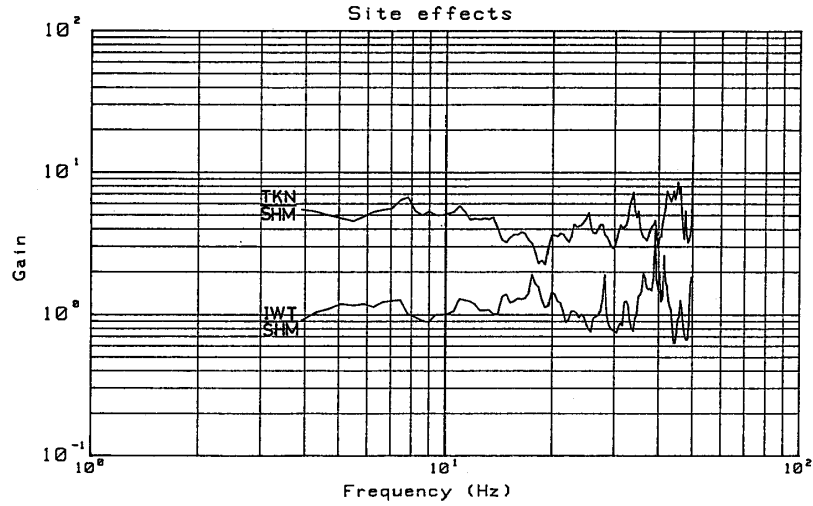


図4 サイト増幅特性：(A)岩槻(IWT)/下総(SHM)，(B)筑波峰(TKN)/下総(SHM)。  
Fig. 4 Estimated site effects ; (A) IWT/SHM and (B) TKN/SHM.

参 考 文 献

- 1) 木下繁夫(1988)： $f_{\max}$ 周辺の話題。地震，41，629-639.
- 2) Kinoshita, S. (1990)：Frequency Dependent Attenuation of Shear Waves in the Crust of the Kanto Area, Japan, and Source-controlled  $f_{\max}$  from the Deep Borehole Data. B. S. S. A., 投稿中.
- 3) Kinoshita, S. (1991)：Source controlled  $f_{\max}$ —an observational evidence—, 執筆中.



## 6-3-2 経験的グリーン関数法と波形インバース法を用いた 大地震の震源破壊過程

福山英一\*

防災科学技術研究所

この研究の目的は、大地震の不均質な断層破壊過程を、震源を取り囲む地震計アレイで観測された近地地震波形より推定し、その不均質さが余震活動や地質構造とどのように関係しているのかを調べ、地震断層形成メカニズムの解明に寄与することである (Fukuyama, 1990)。

まず、断層面をいくつかの小断層に分割し、その各領域での断層破壊過程を、モーメント解放量、破壊伝播時間、応力降下量を用いて表現した。本震時の断層面を厳密に決めることは難しいが、ここでは、本震発生直後の余震分布が本震の断層面を表現していると仮定して断層モデルをつくることとした。断層の分割個数は、スケーリング則 (Kanamori and Anderson, 1975; Geller, 1976) を用い、本震とグリーン関数として用いる小地震とのモーメント比の $2/3$ 乗とした。さらに、波形インバース法をもちいて、各小断層上での震源パラメータを震源を取り囲むarrayの波形データより推定した。このインバージョンは、基本的には、合成波形と観測波形の2乗残差を小さくするようにパラメータを決めていくものである。合成波形は経験的グリーン関数法 (Hartzell, 1978) を用いて計算した。経験的グリーン関数法とは、本震近傍で起こった小地震を放射パターンや震源距離の補正をすることで、本震のグリーン関数として使うことができるという考えに基づいたものである。インバージョンでは非線形問題を扱うことになるので、先見的情報を考慮に入れることのできるベイズの方法 (Jackson and Matsu'ura, 1985) を用いて解の安定化をはかり (Fukuyama and Irikura, 1986)、また、パラメータのレゾリューションを評価するために、最終的に得られたパラメータによって計算される合成波形を疑似観測波形として同様のインバージョンを行い、得られた結果と最終的に得られたパラメータの差をパラメータのレゾリューション評価の指標として用いた。もし、パラメータ間にトレードオフが存在すれば、同一の波形を説明する別のパラメータセットが存在するはずである。また、先見的情報によって与えられる初期モデルに揺らぎを与え、解の唯一性の問題の検討も行った (Fukuyama, 1991b)。

マグニチュード7クラスの3つの地震 (1980年伊豆半島東方沖地震 ( $M_{JMA}=6.7$ ), 1983年

---

\*地圏地球科学技術研究部 地震活動研究室。

日本海中部地震 ( $M_{JMA}=7.7$ ), 1987年千葉県東方沖地震 ( $M_{JMA}=6.7$ ) にこの方法を適用し, 余震活動や地質構造との比較を試みた (Fukuyama and Irikura, 1986, 1989; 福山・木下, 1989; Fukuyama, 1991a, b). 主な結果は, 1) モーメント解放量の大きいところでは, 余震活動は不活発であった, 2) 震源領域での不均質な物質構成や不均質なストレス分布はスムーズな破壊伝播を妨げる, 3) 断層の端や, 群発地震活動域に高ストレスドロップの領域が認められた. しかし, 日本海中部地震の場合は, 2つのsubeventの境界部分では, モーメント解放量が小さいにもかかわらず, 余震活動は不活発であった. この領域で起こった余震の波形は地震のスペクトルのスケーリング則 (Aki, 1967) を考慮しても, 高周波成分が卓越しているという報告 (黒磯・他, 1985) を考慮し, さらにこの場所が, 2つのridgeが交差する地点であったということを考え合わせれば, この2つのsubeventの境界部分は, geometrical barrier (Aki, 1979) として振舞っていたと考えるのがよい. 伊豆半島東方沖地震の場合, 本震は, 断層面の北端部に位置する群発地震活動の途中で起こったものであるが, その群発地震の活動域では, 本震時のstress dropが大きな値となっている. Ishida (1984) は, 群発地震と余震の波形の周波数解析を行い, 群発地震の方が高周波数成分を多く含んでいるという結論を導いている. この高応力降下領域は, 絶えず歪が蓄積され続けた領域と考えるのが都合がよい. 折しも, 1989年7月の伊東沖の海底噴火は, 伊豆半島東方沖の群発地震活動が, 火山活動と密接に関係あることを示唆する出来事であった. また, 千葉県東方沖地震の場合は, 余震分布の再決定を行った結果, 主断層の他に, 副次的な小断層の存在が明らかになり, 破壊は主断層と副断層とをほぼ同時に伝播したものと考えられる結果が得られた.

最後に, 本震によって解放されるモーメント量とその後の余震活動によって解放されたモーメント解放量との関係を定量的に見積った. ジョイントハイポセンター法によって余震の震源再決定を行い, 振幅マグニチュードから推定したモーメントを用いて, 余震によって解放されたモーメント解放量分布の推定を行った. 双方とも空間的に均質には分布しておらず, 互いの間には負の相関関係が認められたものの, 余震によって解放されたモーメント解放量は本震のそれより1オーダー小さく, 本震モーメント解放量の凹凸が余震活動によって埋められると言えるものではなかった. 本震発生前の歪蓄積量が空間的に均一に分布していると仮定すると, 本震時の不均質なモーメント解放量の分布は, その後地震活動がおこることを推測させるものである. しかし, 本震前の歪の蓄積が不均質であるとする, 余震によるモーメントの解放は, 本震の滑り残しと考えることができ, 本震発生前の歪の分布が本震の破壊過程を規定するものと考えられることができる. しかし, 実際は, これら2つがミックスされていると考えるのが妥当である. 次の研究のステップとして, 上の2つの両極端な仮定のどちらが実際には卓越しているかを調べるために, 地震発生前の歪の蓄積状況を研究することが必要である.

### 1980 East off Izu-Peninsula earthquake

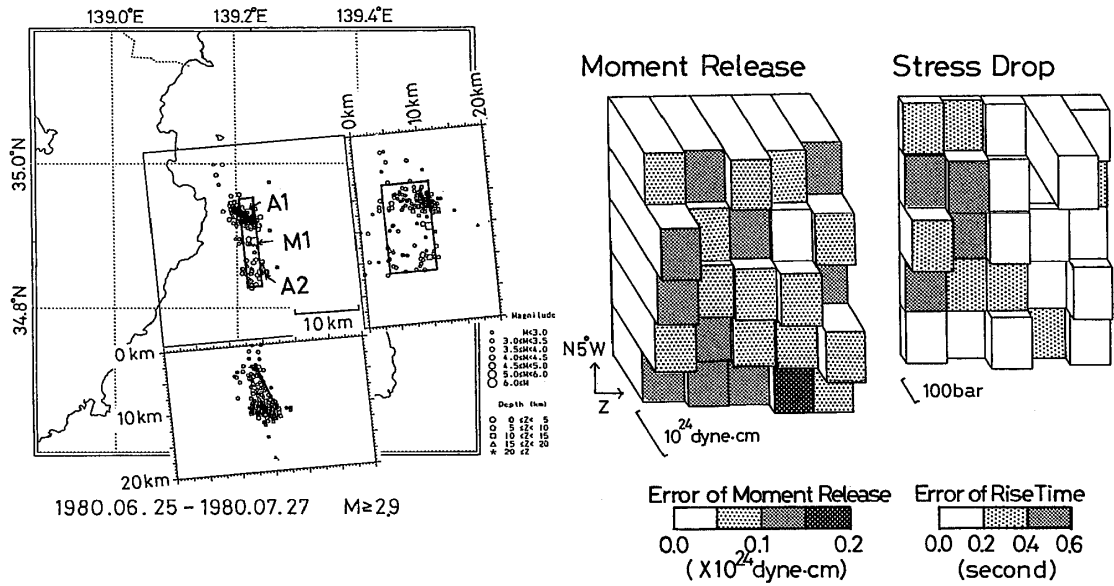


図1 1980年伊豆半島東方沖地震の余震分布（群発地震を含む）と本震のモーメント解放量，応力降下量の比較（Fukuyama, 1991aより引用）．左図の‘M<sub>1</sub>’は本震の位置を，‘A<sub>1</sub>’，‘A<sub>2</sub>’は経験的グリーン関数として用いた2つの余震の位置を示してある．

Fig. 1 Comparison between the distribution of aftershocks after the 1980 Izu-Hanto-Toho-Oki earthquake and the distribution of its moment release and stress drop. ‘M<sub>1</sub>’, ‘A<sub>1</sub>’ and ‘A<sub>2</sub>’ appeared in the left figure stand for the location of main shock and its aftershocks used as empirical Green’s functions. (After Fukuyama, 1991a).

### 1980 East off Izu-Peninsula earthquake

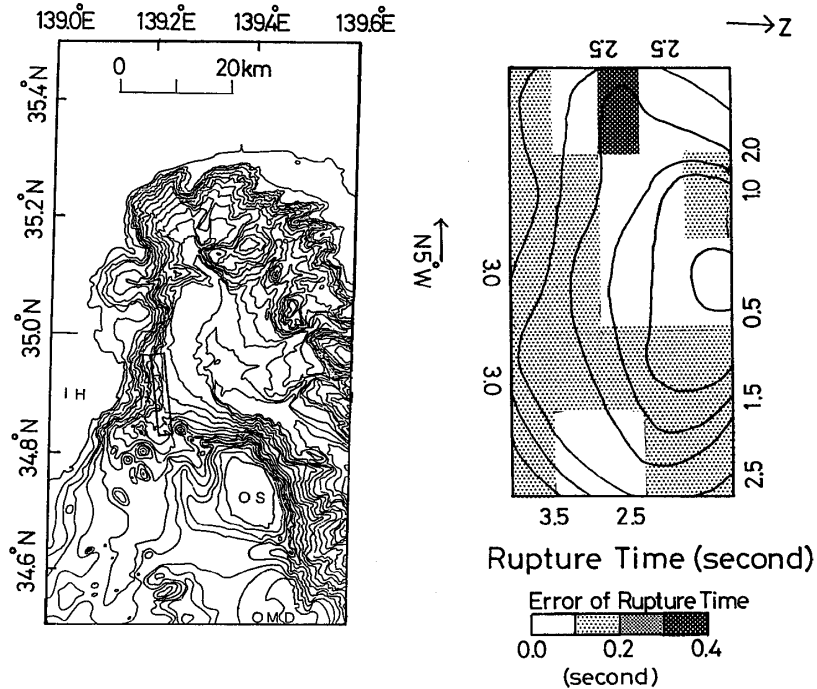


図2 1980年伊豆半島東方沖地震の震源域周辺の海底地形と本震の破壊伝播の様子との比較（Fukuyama, 1991aより引用）．

Fig. 2 Comparison between the seabed topography in the epicentral area of the 1980 Izu-Hanto-Toho-Oki earthquake and its rupture propagation characteristics. (After Fukuyama, 1991a).

参 考 文 献

- 1) Aki, K., (1967) : Scaling law of seismic spectrum. *J. Geophys. Res.*, **72**, 1217-1231.
- 2) Aki, K., (1979) : Characterization of barriers on an earthquake fault. *J. Geophys. Res.*, **84**, 6140-6148.
- 3) Fukuayama, E. and Irikura, K. (1986) : Rupture process of the 1983 Japan Sea (Akita-Oki) earthquake using a waveform inversion method. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 1623-1640.
- 4) Fukuyama, E. and Irikura, K. (1989) : Heterogeneity of the 1980 Izu-Hanto-Toho-Oki earthquake rupture process. *Geophys. J. Int.*, **99**, 711-722.
- 5) 福山英一・木下繁夫(1989) : 1987年千葉県東方沖地震の破壊仮定の推定—経験的グリーン関数を用いた解析—. *地震第2輯*, **42**, 39-48.
- 6) Fukuyama, E. (1990) : Studies on source rupture history of large earthquakes using empirical Green's function and waveform inversion methods. Ph. D thesis, Kyoto University.
- 7) Fukuyama, E. (1991a) : Analysis and interpretation of the heterogeneous rupture process : application of the EGF method and nonlinear inversion technique to large earthquakes. submitted to *Tectonophys.*
- 8) Fukuayama, E. (1991b) : Source process of the 1987 east Chiba earthquake, Japan, using a fault model based on the distribution of aftershocks. submitted to *J. Geophys. Res.*
- 9) Geller, R. J. (1976) : Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes. *Bull. Seis. Soc. Am.*, **66**, 1501-1523.
- 10) Hartzell, S. H. (1978) : Earthquake aftershocks as Green's functions. *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 1-4.
- 11) Ishida, M. (1984) : Spatial-temporal variation of seismicity and spectrum of the 1980 earthquake swarm near the Izu Peninsula, Japan. *Bull. Seis. Soc. Am.*, **74**, 199-221.
- 12) Jackson, D. D. and Matsu'ura, M. (1985) : A baysean approach to nonlinear inversion. *J. Geophys. Res.*, **90**, 581-591.
- 13) Kanamori, H. and Anderson, D. L. (1975) : Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seis. Soc. Am.*, **65**, 1073-1095.
- 14) 黒磯章夫・伊藤潔・梅田康弘・飯尾能久・村上寛史(1986) : 1983年日本海中部地震の高周波余震と震源特性. *地震第2輯*, **39**, 419-430.

### 6-3-3 極微小地震の震源スペクトル

飯尾能久\*

京都大学防災研究所地震予知研究センター 阿武山観測所

#### 1. はじめに

微小・極微小地震の震源スペクトルのスケーリング則について、近年、多数の報告がなされている(例えば, Archuleta *et al.*, 1982; Iio, 1986). これらによると, ある大きさ(Archuleta *et al.*, 1982)によると,  $M_0$ :地震モーメント= $10^{21}$ dyne $\cdot$ cm)より小さい地震については, 大地震について成り立つ相似則はもはや成立せず, 震源での変位スペクトルの  $f_c$  (コーナー周波数)は, 相似則から外挿されるより低周波になっている.

しかしながら, これら小さな地震はもともと周波数が10Hz以上と高いため, 震源から観測点までの経路の  $Q$ , 観測点近傍の応答特性などの影響を受けやすいと考えられる. 推定される震源スペクトルが本当に正しいかどうかについて, 深い疑問が持たれる場合も少なくないと思われる.

解析方法についても問題がある. 大地震の波形解析のように相を同定して行うのではなく, 解析区間を適当に取っている場合が多い. また, コーダー波を用いる場合を除いて, 信頼できる  $Q$ 値が独立に求められている例は少ない.

今回, データを吟味し, 解析方法, 特に  $Q$ の補正および解析区間に注意して, 地震モーメントが $10^{16}$ dyne $\cdot$ cm程度の地震の震源スペクトルを推定したので報告する.

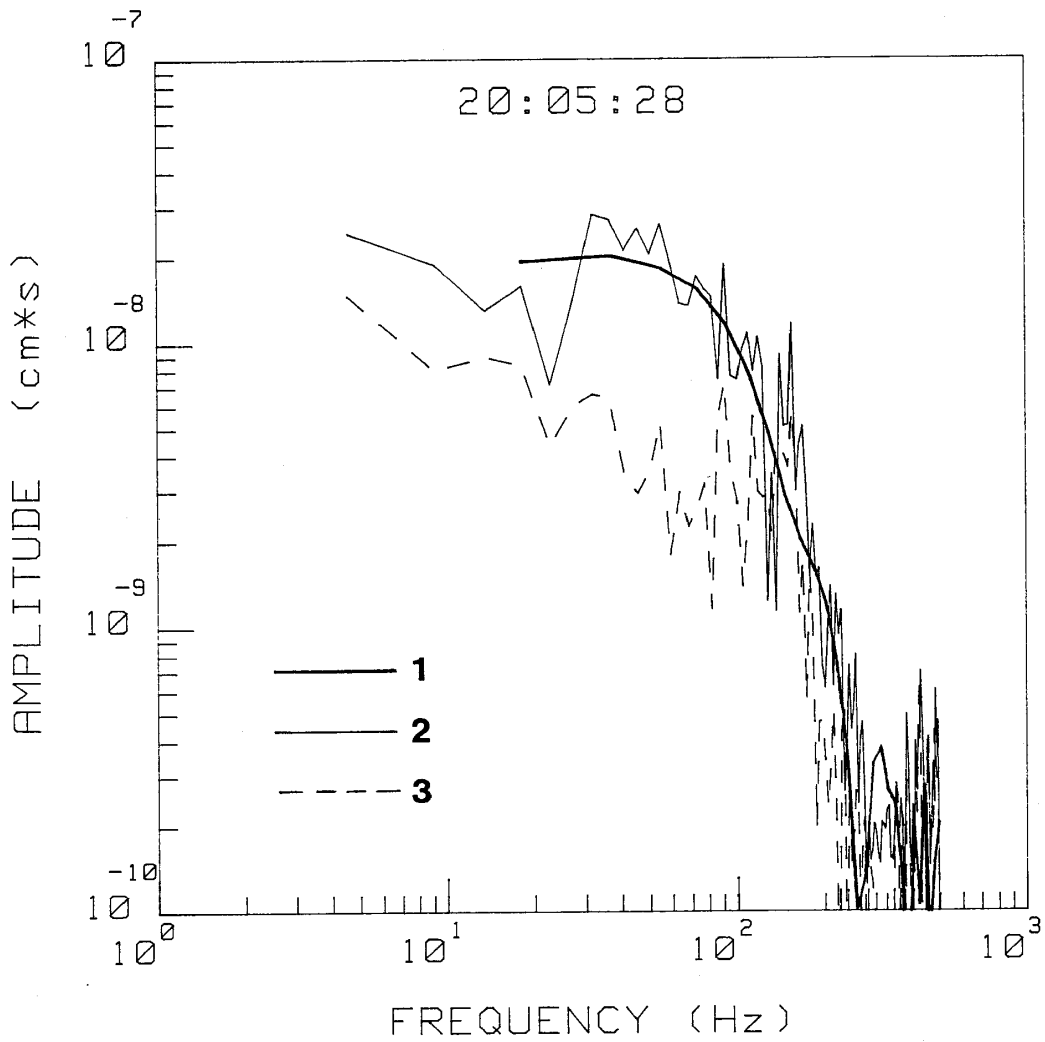
#### 2 方法と結果

用いたデータは, 1984年長野県西部地震の発生直後の余震観測で得られたものである(飯尾, 1986). 観測点付近の3次元P波速度構造によると, 地表から1km-2kmの深さにおいて, 6.2km/sという値が得られており(長野県西部合同地震観測班, 1988), 地表における観測点としては申し分のない点であった. S-P time $<$ 0.5sの浅い地震が観測点直下に多数発生した. 今回は, P波初動一振りが大きく後続波がほとんどない波形を解析した.

震源距離は3.2kmの速度波形のP波部分について解析区間を色々変えて得られた変位スペ

---

\*〒569 高槻市奈佐原944



4.0E-04 cm/s

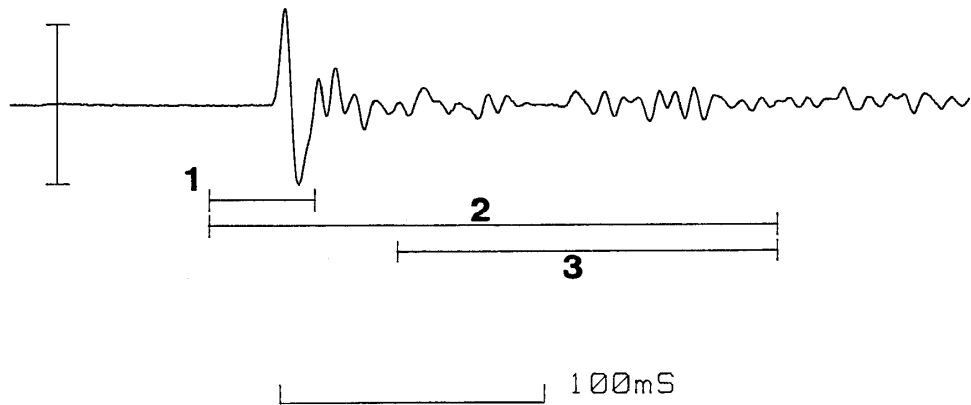


図1 変位スペクトルの例, 1kmにreduceされている。

**Fig. 1** Displacement spectra of a microearthquake with a moment of about  $10^{16}$  dyne·cm. This is reduced to a spectra of a focal distance of 1 km. The spectra clearly vary depending on the portion analyzed. The spectrum (1) is considered to be the best source spectrum. The slope of high frequency fall-off is about 3.



クトルの例を図1に示す。1kmにreduceされている。Qは300と仮定した。このQ値はpulse broadening法により求められた、これ以上小さな値は考えられないという値である。10.7kmの震源距離を持つ速度波形の初動半振りのパルス幅4.0msが、pulse broadeningのみにより形成されたと仮定して求められた。したがって、これは経路上の平均のQ値である。

初動一振りに比べて後続波が高周波であるが、これは観測点近傍で作られたものである可能性が高いと考えられた。というのは、色々な波形について、初動1振りの周期は変化しても、この部分の周期は全く変わらないからである。よって、1のスペクトルが震源スペクトルの推定として最も良いものと考えられる。

この例では高周波側のfall offの傾きは3程度であるが、10程度の傾きを持つものも見られた。ここで行なわれたQの補正は、考えられる最大のものである。したがって、fall offの傾きはさらに小さい可能性がある。大きなfall offの傾きは、P波の立ち上がりが非常になめらかであることを表わしている。これらの地震の震源過程、特に破壊開始直後のそれが非常にゆっくりしたものであることが推定される (Iio, 1990)。

#### 参 考 文 献

- 1) ARCHULETA, R. J., CRANSWICK, E., MUELLER, C. and SPUDICH, P. (1982) : Source parameters of the 1980 Mammoth Lakes, California, earthquake sequence. *J. Geophys. Res.*, **87**, 4595-4607.
- 2) IIO, Y. (1986) : Scaling relation between earthquake size and duration of faulting for shallow earthquakes in seismic moment between  $10^{10}$  and  $10^{25}$  dyne•cm. *J. Phys. Earth.*, **34**, 127-169.
- 3) 飯尾能久(1986) : 地表近くで発生した極微小地震 ( $M = -3$ )—1984年長野県西部地震の余震地震, **2**, **39**, 645-652.
- 4) IIO, Y. (1990) : Seismic Source Spectrum of Microearthquakes. Submitted to *Bull. Seismol. Soc. Am.*
- 5) 長野県西部合同地震観測班(1988) : 地震波トモグラフィによる3次元速度構造. *月刊地球*, Vol.10, No. 11, 676-686.



## 6-3-4 不均質構造をもつ岩石中の水の流れによる破壊過程

増田幸治\*

地質調査所 環境地質部

### 1. はじめに

地下での水の流れや地下水圧の変化によって地震活動が誘発されたと言う報告が数多くある。これらの誘発地震は水が地下の岩石の空隙内に浸入し空隙流体圧が上がり、有効封圧が下がったことにより破壊がおきた結果であると解釈できる。このような地下での流体の流れと微小地震活動の関係は主に野外観測に基づいて詳しく研究されてきた。本研究では、不均質な構造をもつ岩石中の水の流れとそれによってひき起こされる破壊過程を明らかにするため、岩石試料内の浸透流の動きと破壊過程をA E震源分布とP波速度トモグラフィーを使って調べた。

### 2. 実験方法

平均粒径約3-10mmの乾燥した稲田花こう岩を試料とし、直径50mm長さ100mmの円柱状に整形した。試料は40MPaの封圧下で、乾燥状態の破壊強度の約70%にあたる410MPaの軸圧をかけた。加圧を開始してから約1時間後に差応力を一定に保ちクリープ状態にした。差応力をかけたことにより発生したA Eがほぼ沈静化した後、下端面から一様に17MPaの圧力で蒸留水を浸透させた。試料は水の注入開始より約3.6時間後に破壊した。

試料表面に26個の圧電型トランスデューサーを接着し、試料内の微小破壊発生にともなって発生するアコースティックエミッション(AE)波形を記録した。記録したA Eの震源を佐藤・他(1987)による自動震源決定プログラムを用いて決めた。

パルス透過法を用いて試料の長軸と平行な面内の経路を伝播するP波速度を測定した。図1にP波速度を測定した経路を示す。図1に示す面内のP波速度構造をトモグラフィー法で再構成した。P波速度構造の計算にはそれぞれのブロックのP波速度異方性を考慮したSIRT法(Simultaneous Iterative Reconstruction Technique)を使った。詳しいアルゴリズムはMasuda *et al.* (1990)によって記述されている。本研究ではP波速度を測定した面内を14

---

\*〒305 茨城県つくば市東1-1-3

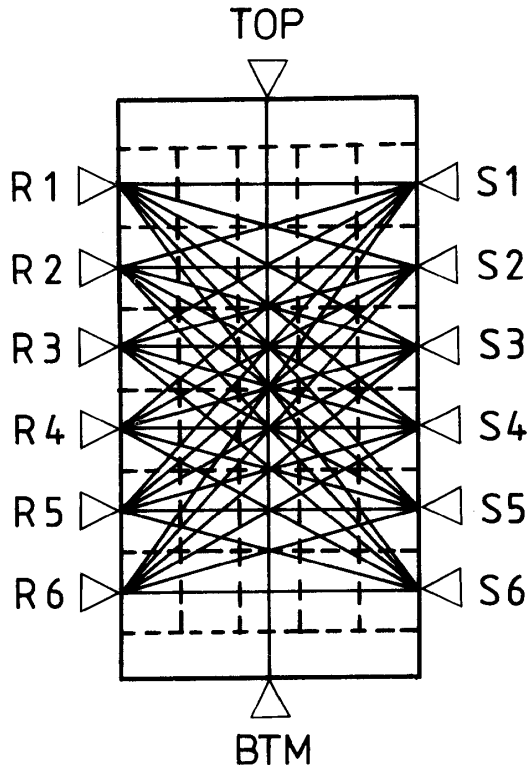


図1 P波速度を測定した経路

Fig. 1 Diagram of the ray path geometry for the P-wave velocity measurements

mm×10mmの小ブロックにわけ、それぞれのP波速度を求めたのち、その結果を内挿してコンター図として表現した。

### 3. 結 果

図2に試料中央部を応力軸と直角方向に伝播する経路S3-R3のP波速度の時間変化を示す。横軸は静水圧下で試料に差応力を加え始めた時を基準とする経過時間である。加圧を始めた直後(約20分後)P波速度はわずかに増加する。これは先在クラックが閉じることによるものと解釈できる。その後は初期加圧が終わりクリープ状態となる約1時間後までで、P波速度は約5.4km/sまで減少する。これは差応力を加えたことによる新たなクラックの発生によって試料内に空隙ができたためである。水を注入する前の乾燥した試料のクリープ期(1時間後~5.5時間後)はP波速度はほぼ一定である。約5.5時間後、図2の図中に矢印で示した時に試料下端面から一様に水の注入を開始した。水を注入してしばらくするとP波速度は増加し始め、注入後約1時間でピークに達する。これはクラック内を水が満たすためである。その後実験終了まで、P波速度はゆっくり減少する。P波速度変化は試料内を浸透していく水の流れをモニターするよい指標となる。

水を注入し始めてから後の試料内のP波速度構造変化を図3上段に示す。この図は水を注

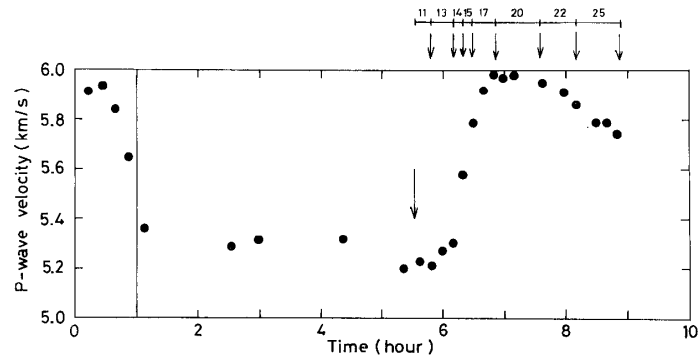


図2 応力軸と直角方向の経路 (S3-R3) を伝播するP波の速度。図中の矢印は水を注入し始めた時を示す。  
 Fig. 2 P-wave velocity change in the direction perpendicular to the stressed axis (between S3 and R3).  
 The arrow in the figure indicates the time when water was injected.

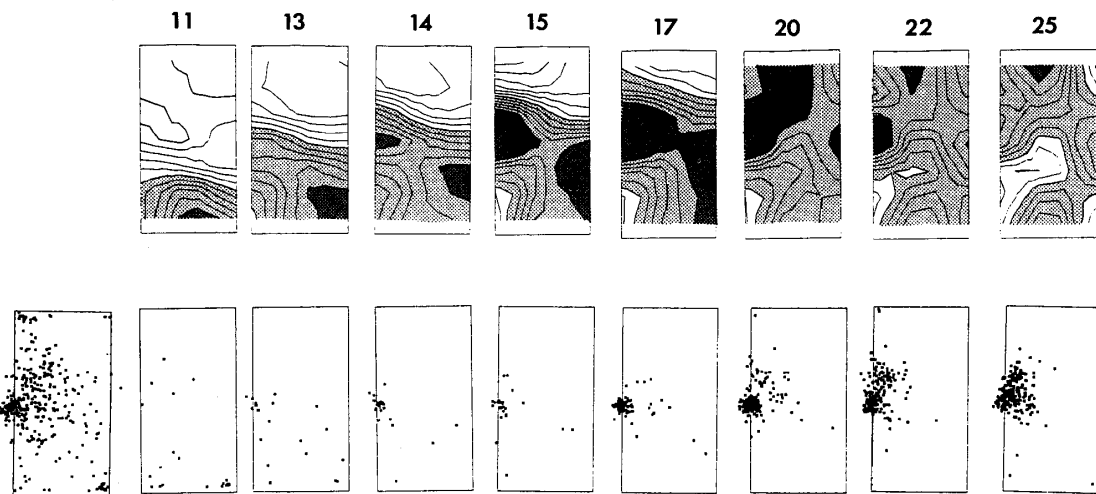


図3 水を注入する直前のP波速度構造に対するP波速度変化(上段)。コンター図に対応する時間帯に発生したAEの震源分布。この面から20mm以内に震源が決められたものをプロットしてある(下段)。  
 Fig. 3 Reconstructed P-wave velocity change relative to the P-wave velocity profile just before the water injection. Hypocenter distribution of AE events occurred within 20mm of the velocity profile plane.

入する直前の速度構造(図2中の矢印の時)に対するP波速度の変化をトモグラフィーによる結果を内挿してコンター図として表現したものである。各数字は図2の上を示した小さな矢印の時間に対応している。コンター間隔は1%の速度変化を示す。うすい影をつけた部分は速度増加が5%~10%の範囲、濃い影をつけた部分は速度増加が10%以上の範囲である。図3下段には水注入前のクリープ状態で発生したAEの震源分布(左端)と図3上段のコンター図に対応する時間帯に発生したAEの震源分布図を示す。水注入前に発生したAEの震源分布によると、AE震源の弱い集中が試料中央部左側にみられる。マイクロクラックの分布が不均質な試料に水を注入したことがわかる。

No. 11, No. 13では試料下端部のP波速度が増加し始め、速度増加領域が上方に移動していく様子が見られる。AEは主に試料下半分を中心におきている。これらは水の浸入が試料下端部から始まり、P波速度増加や微小破壊をひきおこしながら上方へ移動していくことを示している。

No. 14, No. 15, No. 17では特に試料中央部左側でのP波速度増加が著しい。AEはそのほとんどが試料中央部左側に集中して発生している。この部分は水の注入前にAE震源が集中しマイクロクラックが多く分布していたと考えられる位置と一致している。

No. 20, No. 22, No. 25ではP波速度が徐々に減少している。この時期はAEが急激に発生していることからわかるように、微小破壊の急激な進行によってクラックの発生率が水の流入率を上回り、相対的に試料内の水の飽和度が下がったと考えられる。

#### 4. ま と め

クラック分布が不均質でdilatant状態にある岩石試料に水が浸入する際、水は試料内を一様に浸透するのではなく、クラック密度の高い部分に選択的に浸透する。そして、始めはクラック密度の違い（不均質の程度差）がわずかであっても、クラック密度の高い部分に水が浸透するとその部分の有効封圧が下がり、その結果破壊がさらに進行して、その部分のクラック密度はますます高くなる。このようなpositive feedback機構によって水の浸透によって誘発された破壊が急激に進行する。

#### 参 考 文 献

- 1) Masuda, K., Nishizawa, O., Kusunose, K., Satoh, T., Takahashi, M. and Kranz, R. L. (1990) : Positive feedback fracture process induced by nonuniform high-pressure water flow in dilatant granite. *J. Geophys. Res.*, **95**, 21.583-21.592.
- 2) 佐藤隆司・楠瀬勤一郎・西澤修(1987) : ミニコンピューターを用いたAE波形計測処理システム—高速デジタル記録と自動震源決定—. *地質調査所月報*, **38**, 295-303.

## 6-3-5 Stresses Within Laboratory Samples Estimated from Fault Plane Solutions of Acoustic Emissions

Leigh S. House\*

Los Alamos National Laboratory

Summary. Techniques recently devised to obtain tectonic stresses from earthquake data were used to study the state of stress in a laboratory size rock sample. Well determined fault plane solutions obtained from acoustic emissions (AE) produced during a triaxial loading experiment were inverted to obtain stresses in the sample. This study sought to directly compare the stresses obtained from the AE data with those produced by loading of the sample ; previous studies using the techniques have not been able to make such a direct comparison. Stresses obtained from the AE data varied spatially within the sample but generally agree well with the loading conditions, with the maximum principal stress axis aligned parallel to the axial loading direction. The spatial variation of stresses within the sample may result from grain size effects, as the grain size of the sample, a few mm, is a sizeable fraction of the dimensions of the sample,  $50 \times 100$  mm.

Background. Tremendous progress has been made recently in exploiting earthquake data for information about stresses in the earth. Although these data do not contain information about the magnitudes of stresses, they do provide information about the orientations of the principal stress axes. Several techniques have recently been devised for analyzing earthquake fault planes for in-situ tectonic stresses (Angelier, et al. 1982 ; Gephart and Forsyth, 1984 ; Michael, 1987 ; Reches, 1987). These techniques have all been applied to earthquakes, and the stresses obtained from the analyses have agreed well with other information about stresses in the areas studied. Nevertheless, the techniques have not been applied to data for which the stress state is known.

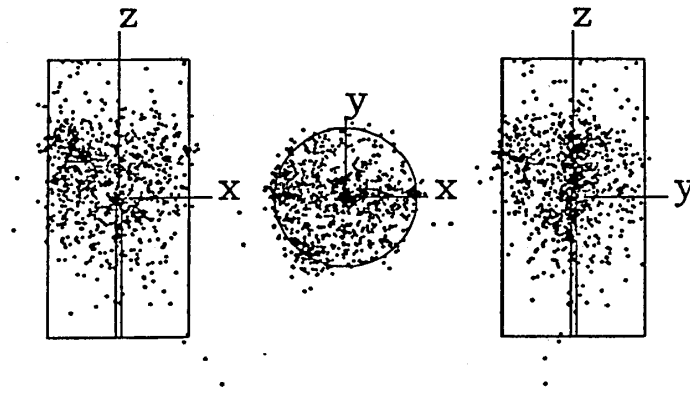
Rock mechanical laboratory studies provide such a known stress state, and with waveforms recorded from the acoustic emissions, the fault plane solutions of the acoustic

---

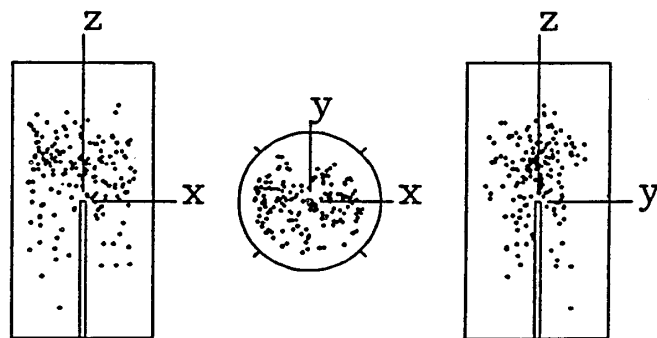
\*MS D443, Los Alamos, New Mexico, 87545, U. S. A.

emissions can be determined. Data from an experiment done at the Geological Survey of Japan in 1987 were selected for study, with the cooperation of Drs. O. Nishizawa and K. Kusunose. In this experiment, a 50 mm diameter, 100 mm long cylindrical sample of Inada Granite was subjected to triaxial loading (see Kranz, et al, 1991 for more details of the experiment). AE waveforms were recorded from 20 sensors (PZT's). A total of 1040 AE were reliably located from the experiment, and of these, 365 had well constrained shear-type fault plane solutions (Kranz, et al, 1991). After careful examination, 176 of the 365 AE were selected for study.

### Exp 3, 'A' Qual Locs (1040)



### Exp3, Pt B2, Sets 1-5



**Fig. 1** A. Locations of 1040 well located AE. B. Locations of 176 AE whose fault plane solutions were studied. AE located within 5 mm of a free surface (including of the borehole in the sample) were excluded from study.



Exp3 P Axes, All Shear Events

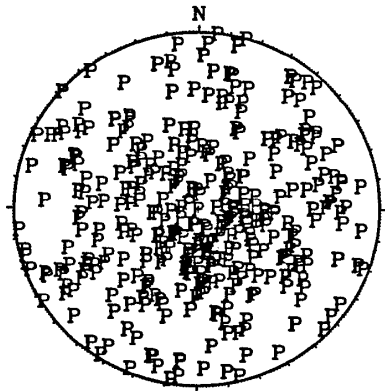


Fig. 2 Lower hemisphere projection of P axes ("pressure" axes) of all 176 fault plane solutions studied. Note the large scatter, with P axes in essentially all orientations, but with a concentration of P axes near the vertical down, which was the loading axis during the experiment.

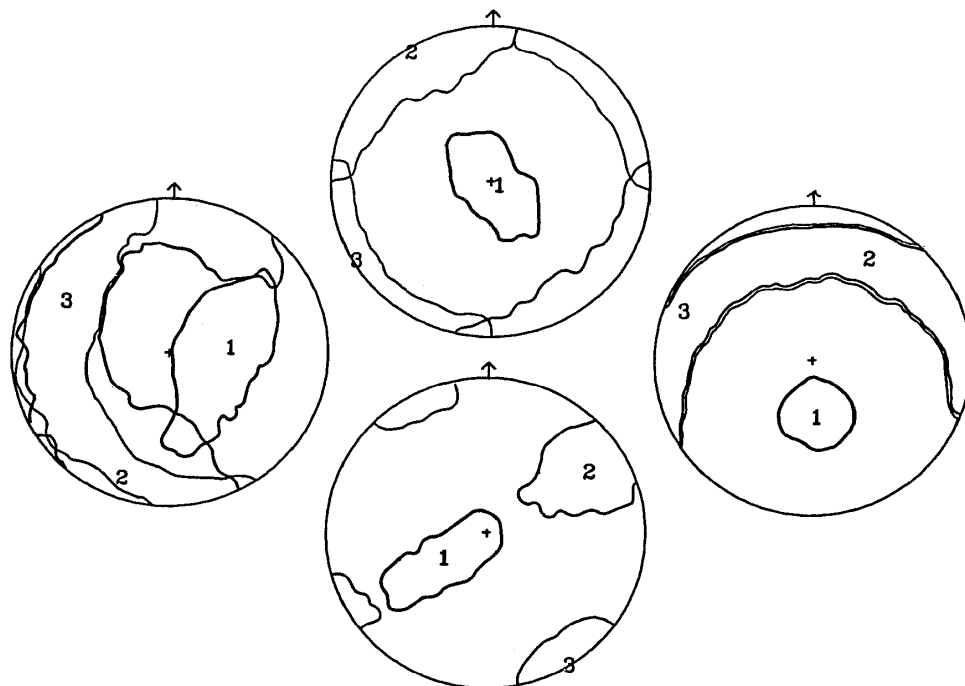


Fig. 3 Lower hemisphere projections of the maximum (1), intermediate (2) and minimum (3) principal stress directions from the inversion of the fault plane solution data, and outlines of the 95 percent confidence intervals about each axis. The loading conditions were that the intermediate and minimum principal stress magnitudes were the same. Thus the 95 percent confidence intervals should define a band around the outer edge of each plot, as is seen in the plot at the right of the figure.

Method. Fault plane solution data were studied by the method of Michael (1987). This method assumes that the state of stress in the region to be studied is uniform. In order to study non-uniform stresses, the data must be divided into subsets, within which the stresses are assumed to be uniform. Because of the ambiguity as to which of the fault plane solution nodal planes was the slip plane, the first step in the analysis process was to use the grid search scheme described by Michael (1987). This scheme allows for

automated choice of slip planes by comparison between the two nodal planes of each fault plane solution with the stress state that best fits all fault plane solutions. Next, after resolving the ambiguity of the slip planes from the fault plane solution data, the data are used in the formal inversion scheme (Michael, 1987), which also produce estimates of the errors in the stresses. Errors are derived from a "bootstrap" procedure (Michael, 1987), and therefore have irregular appearance. Another result of the inversion is the misfit between the slip direction of individual fault plane solutions and the direction of the maximum shear on the fault plane (calculated from the stress state calculated by the inversion). A small average misfit indicates that the fault plane solution data are consistent with a uniform stress field.

Results. Initial results of this study were reported by House, et al. (1989). Figure 1 shows (top) the 1040 well located AE, and (bottom) the 176 AE whose fault plane solutions we studied. Because we expected to find spatial variations in the stress state in the sample, and because the raw fault plane solution data were scattered (see Figure 2), we divided the sample into 5 regions. Four of the regions were 90 degree quadrants in the upper half of the sample, the fifth region was lower half of the sample.

Results of the inversions for the four quadrants in the top portion of the sample are shown in Figure 3. Note that in all four quadrants, the 95 percent confidence interval in the maximum principal stress direction (the outline about the numeral 1 in the plots of Figure 3) includes or nearly includes, the vertical down (the + at the center of each plot), which was the axial loading direction during the experiment.

Thus, our stress inversions provide the correct orientations of the maximum principal stress, although they show a lot of scatter. Average misfits for the five quadrants range from 40 to 65 degrees, which are fairly large. Since the dimensions of the sample (50 mm × 100 mm) are only perhaps 10 to 100 times larger than the size of the individual grains in the sample (a few mm) slip on grains and grain boundaries may be common in the AE we studied. Thus, to more reliably compare the fault plane solution inversion method with the loading applied in a rock mechanical experiment may require studying AE from an experiment on a much finer grained sample.

#### References

- 1) Angelier, J., A. Tarantola, B. Vallette, and S. Manoussis. (1982) Inversion of field data in fault tectonics to obtain the regional stress- I. Single phase fault populations: a new method of computing the stress tensor, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **69**, 607-621.

- 2) Gephart, J. W., and D. W. Forsyth. (1984) : An improved method for determining the regional stress tensor using earthquake focal mechanism data : Application to the San Fernando earthquake sequence, *J. Geophys. Res.*, **89**, 9305-9320.
- 3) House, L. S., R. L. Kranz, O. Nishizawa, and T. Satoh, (1988) : Use of acoustic emissions to investigate stresses in laboratory rock samples. *EOS (Trans. AGU)*, **70**, 1340.
- 4) Kranz, R. L., T. Satoh, O. Nishizawa, K. Kusunose, M. Takahashi, K. Masuda, and A. Hirata, (1991) : Laboratory study of fluid pressure diffusion in rock using acoustic emissions, *J. Geophys. Res.*, in press.
- 5) Michael, A. J., (1987) : Use of focal mechanisms to determine stress : A control study, *J. Geophys. Res.*, **92**, 357-368.
- 6) Reches, Z., (1987) : Determination of the tectonic stress tensor from slip along faults that obey the Coulomb yield condition, *Tectonics*, **6**, 849-961.

## 7. あとがき

本プロジェクト発足に当たっては高橋博所長（当時）並びに千葉貢企画課長（当時）に、遂行に当たっては萩原幸男所長並びに浅川敏郎企画課長に、励ましを頂いた。招聘外国人研究者の受け入れに当たっては、JISTECならびに研究交流センターの方々にお世話になった。科学技術庁科学技術振興課の方々には、3年間に渡りお世話になった。

本研究プロジェクトの実行は、常に木下繁夫主任研究官・西沢修主任研究官（地質調査所）・楠瀬勤一郎主任研究官（地質調査所）に相談しながら行う事により、円滑に進めることができた。特に、研究リーダー（佐藤）が最終年度に東北大学へ出向した後は、木下繁夫主任研究官が総轄の任に当たった。また、プロジェクトに関する事務の全てと招聘外国人研究者の生活の世話は、秘書役の栗山幸子氏がその任に当たった。

これらの方々に、ここに記して深く感謝の意を表する次第である。

(1990年12月20日原稿受理)