流体と地震破壊の間の力学的相互作用

地震活動の複雑さと規則性の発現に与える効果

山下輝夫*

Mechanical Interactions between Fluid Flow and Fault Slip: Effects on the Emergence of Regularity and Complexity in Seismicity Teruo YAMASHITA *

Abstract

It is now widely believed that fluids exert significant effects on earthquake faulting. Recently, considerable attention has been directed to the effects of fluid migration on the spatio-temporal complexity of earthquake occurrence. We review a series of theoretical studies by the author on the mechanical effects of fluid on the spatio-temporal variation of seismicity. In particular, we discuss the generation mechanisms of aftershocks and earthquake swarms in detail. It is shown that diversity in the occurrence of aftershocks and earthquake swarms can be explained in a unified way by considering fluid migration.

Key words: fluid, aftershock, earthquake swarm, permeability, porosity, fault zone キーワード: 流体,余震,群発地震,透水率,空隙率,断層帯

I.はじめに

地震破壊に対し地下流体が強い影響を与えうる ということは,最近では広く信じられるように なってきた。その根拠として,まずは,流体圧の 上昇による実効封圧の低下をあげることができる (Raleigh *et al.*, 1976)。また,断層帯の岩石学 的な調査においても断層帯内を流体が移動した 形跡が多くの観察例で見つかっている(例えば, McCaig, 1988; Forster *et al.*, 1994; Matsuda *et al.*, 2001)。廃液の注水やダムの湛水による小 規模地震の誘発は,地下流体の影響についての 地震学的な根拠となっている(例えば, Raleigh *et al.*, 1976; Talwani and Acree, 1985)。したがっ て,流体圧の上昇が,地震破壊の引き金となるこ とは十分に考えうる。そうすると,問題は,どの ようなメカニズムで流体圧が上昇するかというこ とである。Sleep and Blanpied(1992,1994)は, 粘性クリープにより,流体の占める領域(以下簡 単のため,これを単に「空隙」と呼ぶ)が徐々に 押し縮められ,結果として流体圧が高まるという 考えを岩石実験に基づいて提案している。しかし, 高圧となった流体が断層帯外に大量に流出するよ うだと,流体の高圧状態を長い期間にわたって保 持できない。Blanpied *et al.*(1992)は,岩石実 験に基づき,圧力溶解によって溶けだしたものや, もとから存在している細粒状の物質が流体ととも に断層帯内を動き回り,断層帯の境界に沈殿する ことにより,流体の移動に対して「栓」の役割を はたすことを示した。なお,Rice(1992)は,地

* 東京大学地震研究所

* Earthquake Research Institute, University of Tokyo

震発生層のすぐ下にある高圧流体が上昇してくる ことにより断層帯内部の流体が高圧化すると考え ている。

流体移動の地震破壊に対する力学的効果につい ては,以前から多くの研究がなされてきた(例え ば,Nur and Booker, 1972)。最近では,地震破 壊の複雑さに対する流体の効果について活発な 研究が行われるようになってきた(例えば, Miller *et al.*, 1999; Miller 2002; Henderson and Maillot, 1997; Yamashita, 1997, 1998, 1999, 2003)。流体移動が地震破壊の複雑さに寄与する 要因は,流体移動と地震破壊の間の非線形の力学 的相互作用にある。本論文では,著者の一連の研 究(Yamashita, 1997, 1998, 1999, 2003)を中心 としながら最近のこれらの研究を概観する。

II.モデル

断層帯の構造については,岩石学的な調査が多 くなされている (例えば, Chester et al., 1993; Lockner et al., 1999)。それによると, 断層帯の 中軸部には,透水率のきわめて小さな薄層(断層 ガウジ)の存在が確認されている。そのすぐ外側 の断層帯では透水率は周囲に比べて大きくなって おり,ここは流体の通路になりうるが,断層ガウ ジは流体の流れに対して障害となる。断層帯内部 の流体移動を考慮に入れた精度の良い定量的モデ リングのためには,このような断層帯構造を念頭 に入れる必要があるが,モデルパラメタの値やそ の空間分布について不確定さが多く,現状ではふ つう,上に述べた断層構造をそのままモデル化す るというアプローチはとらない。通常は,(1)断 層の延長方向には,物質の性質や断層の幾何学的 性質は一様とし,断層に直交する方向の変化のみ を考えたモデル化を行うか,(2)断層に直交する 方向は一様で断層厚はきわめて小さいとし,断層 の延長方向の物質変化のみを考慮してモデル化を 行うかの,どちらかのアプローチをとる。前者の アプローチは主に,動的すべりの効果を考察する 際にとられる (Lachenbruch, 1980; Mase and Smith, 1987)。一方, 地震活動についての考察を 行う場合には,後者のアプローチがとられる



図 1 断層モデル.

断層*S*の下部に ,高流体圧領域 ₀がある.その他の 領域 」での流体圧は十分に低いものとする.

Fig. 1 Elastic half-space with vertical strikeslip fault *S*.

The plane z = 0 corresponds to the free surface. High-pressure fluid is initially located in the compartment $_{0}$; the rest of the fault, $_{1}$ is under much lower fluid pressure.

(Miller et al., 1999; Miller, 2002; Henderson and Maillot, 1997; Yamashita, 1997, 1998, 1999, 2003)。これは,後者の場合,地震破壊の空 間的変化が考察の対象になっているからである。 本論文では,地震活動についての考察の紹介を行 うため,後者の場合のみを考える。

断層は,図1に示すように半無限一様均質弾性 体中に仮定する。面z=0は自由表面とし,垂直 かつ矩形のstrike-slip型の断層を仮定する。断層 は第1近似的には平面であるが,平面形状からの わずかの変化は許容するものとする。また,断層 帯は流体の流路となっており,周囲の媒質に流体 の流出はないと仮定する。この仮定は,章にも 述べたとおり,岩石実験に基づいている。また, 無限遠方に作用している応力は時間とともに不変 であると仮定する。これは,仮定している時間範 囲は,固有地震の再来期間に比べ無視できるほど 小さいということを意味する。

章において述べたように,周りの媒質へ流体 の流出のない断層帯で,粘性クリープにより流体 圧の局所的上昇が生ずるものと想定する。ただし, この仮定自体は本論文における計算結果に直接影 響を及ぼすものではなく,何らかのメカニズムで 流体圧の局所的上昇が起これば十分である。図1 に示すように断層帯内には周囲より局所的に高流 体圧となった領域。があるとする。この領域の 破壊が,持続する地震活動の引き金になる。

III. 定式化

下記の定式化は Yamashita(1997, 1998, 1999, 2003)による。まずは,流体の移動を記述する方 程式を求めよう。流体質量の連続に関する方程式 は,次のように書ける。

$$e^{-q} = t^{p} + t^{p}$$

$$(= t^{+})$$

$$(1)$$

$$t = t^{p+} t^{p}$$
(2)

なお,ここで $q = (q_x, q_y, q_z)$ は流量ベクトル,pは 流体圧, は流体の密度, $_p$ は空隙率の非弾性 成分, $_r$ とは,それぞれ流体と空隙の弾性圧縮 率である。空隙率の非弾性成分は破壊の生成に伴 い非可逆的に生じうる。Darcyの法則を仮定すれ ば,流量ベクトルqは次のように書ける。

$$q = -p \tag{3}$$

なお, は透水率, は流体の粘性率である。流体は,断層帯の境界 *y* = *t*(*x*)および (*x*) < *t*(*x*)) では非透水性であるという条件

$$q(x,z,s,t) = \begin{cases} s + q(x,z,s,t) \\ s \end{cases} = q(x,z,s,t) (4a)$$

$$q_{k}(x,z,r,t) = \prod_{X}^{r} + q_{k}(x,z,r,t) = \prod_{Z}^{r} = q_{k}(x,z,r,t)$$
 (4b)

を考慮に入れると,(2)と(3)を用いて(1)を 断層の厚み方向(y軸方向)へy=∢x)から≮x) まで積分して最終的に次の方程式が得られる。

$$(t(x) (x) \frac{p}{x})^{+} (t(x) (x) \frac{p}{z})^{=}$$

$$t(x) \frac{p}{t} + \frac{p}{t})$$
(5)

なお,ここで (x)= (x)- (x)は,xにおける断 層帯の厚みである。断層の厚みが場所によらなけ れば,この方程式は, b(x)にはよらない。式(5) は,断層の厚み方向へ積分することにより得られ たという事実を考えると,式(5)における流体圧 pは,断層の厚み方向で平均化したものとみなす ことができる。ここでは,考察の焦点を絞るため 重力の効果は考えていない(しかし,その効果を 考慮に入れることは容易である)。また,断層帯 境界だけではなく,断層の端も非透水性であると し,断層帯から外部に流体が流れ出ることはない ものとする。この定式化においては,透水率はx の関数であると仮定している。このことは、透水 率の大きさは,しばしば4桁から6桁程度場所に よって変化するという観察事実に基づいており (Davison and Kozak, 1988; Forster et al., 1994), モデル化においてはこの変化を考慮に入 れる必要がある。透水率と空隙率の間には,近似 的にではあるが,ある種の比例関係があることが 知られている。Brace (1977)は,

$$= c^{3}$$
 (6)

という関係が,多くの岩石について良く成り立つ とした。ここで。は,空隙の連結の程度に関係し た量であり,以下では単に「空隙連結度」と呼ぶ。 上式から,空隙率または,空隙連結度が上昇すれ ば,透水率は大きくなることがわかる。

地震破壊(断層すべり)の発生の条件としては, Coulombの破壊基準

$$s = c + \mu_{s}(n - p) = s - \mu_{s}p,$$

 $s - c + \mu_{s-n}$ (7)

を仮定する。以下,「破壊」という言葉と,「すべ り」という言葉は同義に使う。ここで, 。は破壊 の発生時における剪断応力, c は凝着強度, µ。は 静摩擦係数, 」は断層に対する法線応力である。 すべりの発生と同時に,すべりに関係した剪断応 力は

$$f = d + \mu((n - p)) = f - \mu_f p,$$

$$f = d + \mu_f n$$
(8)

まで低下すると仮定する(Wong, 1986)。ただし, c > dであり,µ,は動摩擦係数である。図1のよ うに自由表面に垂直な平面断層の場合,対称性の ため断層すべりに伴う法線応力の変化は生じない ことに注意する必要がある。図1の断層モデルで は,応力テンソルのxy成分が閾値。を超えると破 壊(断層すべり)が発生し, のレベルまで応力 が突然低下することになる。

本論文の目的は,上の定式化で示された流体圧 と破壊の間の非線形相互作用が地震活動の時空間 変化にどのような影響を与えうるかをシミュレー ションに基づいて考察することである。特に,最 近の著者による余震と群発地震の発生機構につい ての考察を紹介する。余震についての考察は Yamashita(2003)に,群発地震についての考察 はYamashita(1999)による。なお,本論文で使 用する図は,これらの論文に示されている図を分 かりやすくするため多少修正したものである。

IV.数值計算

本研究では,十分に薄い断層厚を考えるので, 流体の移動のみでは媒質に変形を生じさせること はない。したがって,媒質の変形は断層すべりの みにより生ずる。また,破壊は瞬間的に生ずるも のとし,準静的な取り扱いを行うものとする。計 算の実行においては,矩形断層。を多くの矩形小 断層要素に分割し,それぞれの断層要素上では, すべての物理量は一定値をとるものとした。

断層要素が滑ることによる応力変化については, Okada(1992)による定式化を用いる。この定式 化は,一般的な形式では,

 $p_{k}(x) = \prod_{i,j} D_{ij} f_{ij}^{k}(x)$ (9)

と書ける。ここで *D_{ii}*は,断層要素(*i*,*j*)上の相 対すべり, p_k(x)は, このすべりに起因する応力 テンソルの kl 成分, 関数 f ((x)の表現は, Okada (1992)により与えられている。本論文で紹介す るモデルでは,各小断層要素で応力変化(破壊に 伴う剪断応力の解放量)を与えているので,この 応力変化値を上式の左辺に仮定し, インバージョ ンを行うことにより小断層要素上の相対すべり Duを求めることができる。破壊の発生による応力 擾乱は,相対すべり値が既知であれば,式(9)か ら計算することができる。破壊の発生は,(5)式 における空隙率の非弾性成分,破壊条件(7)や境 界条件(8)などを通じて流体の移動と相互作用を 起こすことがわかる。十分な信頼できる情報がな いこともあり,初期状態での応力や流体圧の深さ 依存性は考えない。

式(5)は,差分法により解くが,透水率は空間 的に不連続な分布をすることがあるので,その数 値微分については十分な注意が必要である (Kummer *et al.*, 1987)。

V.余震のシミュレーション

a)余震の規則性と複雑さ

余震は地震破壊を大きく特徴付ける現象の一つ であり,ほとんどすべての浅い大地震の発生の後 には,多くの余震が観測される。余震の発生には, 複雑さとともにある種の規則性が存在することが 知られている。最も良く知られた規則性として, 余震発生数の時間減衰についての関係

 $t(t) t^{-p}$ (10)

があげられる。ここで *p* は 1 に近い定数であり (Utsu, 1961), *r*(*t*)は,時間 *t* における余震発生 数である。ただし,時間 *t* は本震発生時刻を起点 とする。なお,式(10)は,しばしば大森公式と 呼ばれるが,厳密な意味での大森公式は *p* = 1 と したものである(大森, 1894)。また,余震の規模 についての頻度分布はGutenberg-Richterの関係

$$\log r(M) = a - bM \tag{11}$$

をみたすことが良く知られている。ここでr(M)は,規模がMである余震の数であり, $a \ge b$ は定 数である。ただし,多くの余震では,0.6 < b <1.5をみたしていることが知られている(Utsu, 1961)。なお,規模がM以上の地震の総数につい ての頻度分布(累積頻度分布と言う)を考えても (11)と同じ形に書け,b値も同じである。余震の 規則性の例として,ほとんど例外なく(10)と(11), またはそのいずれかがあげられるが,余震域は時 間と共に増大する傾向にあること(Tajima and Kanamori, 1985a, b)や,大きな余震ほど余震系 列の早期に発生する傾向がある(Allen *et al.*, 1971)ことなどの規則性もある。

余震現象の複雑さの一つとして,二次余震の発 生があげられる。大規模な余震は,それ自体の余 震を引き起こすことがあるということが知られて いる(Utsu, 1970)。これは,一般に二次余震と 呼ばれ,これ自身 Gutenberg-Richterの関係(以 下,GR式と呼ぶ)を満たす。しかし,問題はすべ ての大きな余震が二次余震を引き起こすというわ けではないということである。二次余震の発生原 因についての理論的検討は,ほとんどなされてこ なかったが,Yamashita(2003)は,この理由は, 以下に述べるように断層帯の水力学的性質の違い にあると結論付けた。

一般に地震破壊が発生すると,その近傍は大き く破砕され(Yamashita, 2000),空隙率や空隙連 結度が非弾性的に増大することが期待される。 Yamashita(2003)の余震のシミュレーションに おいては,空隙率の非弾性成分,は無視し,。の 変化のみが考慮に入れられている。これは以下で わかるように,空隙率の非弾性成分は,余震では なくむしろ群発地震の発生に大きな役割をはたす からである(Yamashita, 1999)。

b)余震についてのシミュレーション例

ここで, Yamashita (2003)による計算例を紹 介する。ある余震系列の中で,それぞれの断層要 素において,そこで最も早く起きる破壊の際に強 度。は いから いに低下し,空隙連結度は, 。 から いに増大するとの仮定が行われている。強 度。の低下は凝着力の部分的喪失によるが,空隙 連結度の増加は,破壊の発生による破砕度の上昇 による。したがって,一度すべりを経験した断層 要素は,その後比較的小さな破壊強度で繰り返し 滑りうる。以下では,紙面の都合もあり空隙連結 度の変化のみに焦点を当てて考察を行う。その 変化をパラメタ。/」で表す。その定義により, 関係0 < < 1 があることがわかる。なお, Yamashita (2003)によれば, は余震の多様性 を特徴付ける重要なパラメタの一つであるという ことが示されている。

断層下部にただ一つの高流体圧領域(図1の 。)を仮定した場合の地震活動の時間変化の特徴 的な二つの例を図2に示す。この二つの例では, 大きく異なる の値を仮定している。高流体圧領 域 。の破壊に伴い,その周囲を巻き込み比較的大 きな領域が破壊するが,これが本震に対応する。 流体圧が高かったり,その領域が大きかったりす ると本震の規模は大きくなる。なお,一つ一つの 破壊を,以下では単にイベントと呼ぶ。イベント の規模はモーメントマグニチュードで表されるも のとする。図2で,白丸は「繰り返しすべり」の みを伴うイベントを,黒い菱形は未破壊の小断層 要素のすべりを伴うイベントを表す。「繰り返し すべり」とは,それぞれの破壊発生系列において, すでにすべりを経験した小断層要素の再すべりを 意味する。 章(a)「余震の規則性と複雑さ」で 述べたとおり,破壊が発生すると凝着強度は大き く低下するので,一度すべりを経験した小断層要 素は、その後、比較的容易に繰り返してすべりを 起こす。なお,図6(a)と7(a)からわかるよう に,未破壊の小断層要素が新たに滑る場合,その 周囲のすでにすべりを経験した小断層要素の繰り 返し滑りを誘発する傾向にある。

図2から,大きな規模のイベントほど,活動系 列の早期に発生する傾向があることがわかる。ま た,白丸と黒い菱形の区別をしなければ,イベン トの発生頻度は時間が経つほど低下するなどの一 般的傾向が見られる。これは,実際の余震の際, 一般に観察されるものである(大森,1894)。図2 のもう一つの明確な特徴は,図2(a)は一様に減 衰する余震系列を表すのに対し,図2(b)は二次



図 2 活動の時間変化.

白丸は,繰り返しすべりのみからなるイベント,黒い菱形は未破壊の小断層要素の新たな破壊を伴うイベントを表す.a)b)は,それぞれ, = 0.1 および 0.01 の場合を表す.Mはモーメントマグニチュード,Tは無次元化した時間,dTは数値計算における時間増分値である.なお,b)における矢印は,二次余震を示す.Tは,。に比例すると仮定しており,。を 10⁻¹¹ m^2 および 10⁻¹⁸ m^2 と仮定すると T/dT = 10⁶ は,それぞれ 6.94 時間および 7.93 × 10³ 年に対応する.

Fig. 2 Temporal variation of simulated aftershock activity for a) = 0.1 and b) = 0.01. *M* and *T* stand for moment magnitude and non-dimensional time, respectively. $dT (= 0.2 \times 10^{-3})$ is the nondimensional time increment in the numerical calculation. Open symbols denote repeated slips, while closed ones denote events that rupture at least partially intact rock. Some examples of secondary aftershocks are shown by arrows in b). The nondimendional time *T* is assumed to be proportional to $_{0}$; $T/dT = 10^{6}$ corresponds to 6.94 hours and 7.93 × 10³ yr for and $_{0} = 10^{-11} m^{2}$ and $_{0} = 10^{-18} m^{2}$, respectively.

余震を伴うことである。このような違いが出てく る理由については, Yamashita(2003)に基づき 以下で考察する。

図2に示した二つの例について規模別頻度分布 を表すと図3のようになり,比較的規模の小さな イベントについては GR 式を良く表していること がわかる。すべてのシミュレーション結果で, b値は, 1.0 から 1.2 の程度だが (Yamashita, 2003), これは実際の観測結果 0.6 < b < 1.5 (Utsu, 1961)と調和的である。比較的規模の大き なイベントの分布は, GR 式からのずれを示すが, このように規模別頻度分布が二つの分枝で表され るということは,実際の余震観測でも観察される (Knopoff, 2001)。規模別頻度分布に二つの分枝 が存在することは,分枝が交わる付近のイベント の規模(図3のM~3.5場合)に対応する「特徴 的な長さ」の存在を示唆する。この「特徴的な長 さ」とは何かを調べるため,図2(a)の例につい て,黒い菱形と白丸で表されるイベント群それぞ

れの規模別頻度分布を図4に示す。これから,白 丸はすべての規模においてGR式を満たすのに対 し,黒丸はそのような規則性はまったくないこと がわかる。黒丸で表されるイベントの規模は相対 的に大きく,これが,大規模なイベントのGR式 からの乖離の原因であると理解できる。つまり, 繰り返しすべりを表すイベントはすべての規模で GR式を満たすのに対し,未破壊の断層要素のす べりを伴うイベントは,同式を満たさないという ことである。なお,繰り返しすべりを表すイベン トがGR式を満たす原因は,これらのイベント間 の強い非線形相互作用に帰することができよう (例えば,亀・山下,1998)。

図4に見られる黒丸で表されるイベントの規模 の最小値は*M* = 3.0 程度であり,これは余震のシ ミュレーションで仮定した小断層要素の大きさ 250 *m* × 250 *m*に関係している。事実,計算によ ると小断層要素の一つを新たに滑らせるとその規 模は*M* ~ 3.0 となる。したがって,図3に示され



Fig. 3 Frequency-magnitude relationship of simulated aftershocks for the examples shown in Fig. 2a and b.



- 図 4 図 2 a)の例についての,繰り返しすべりのみからなるイベント(白丸)および未破壊の小断層要素の新た な破壊を伴うイベント(黒丸)についての規模別頻度分布.
- Fig. 4 Frequency-magnitude relationship for repeated slips (open symbols) and for events that involve a slip of, at least, one intact segment (closed symbols) for the sequence of simulated aftershocks shown in Fig. 2a.

る二つの分枝の交点の位置は,計算で仮定した小 断層要素の大きさにより決まり,人為的なもので あるということがわかる。しかし,震源過程につ いての最近の地震学的解析によると,大規模な地 震に伴う断層上のすべりの大きさの分布はきわめ て非一様であるということがわかってきた(例え



無次元化した時間 T については,図 2 の説明文を参照されたい.

ば, Yoshida *et al.*, 1996)。このことは,ある程度 独立にすべりうる断層要素の存在を示唆する。仮 に,そのような断層要素が実際に存在していれば, 二分枝の交点を表すイベントの規模は,現実に存 在する小断層要素の大きさについての頻度分布に 依存することになる。

c) 余震数の時間減衰

上に述べたとおり,余震数の時間減衰は一般に (10)式で良く近似される。図2に示された例につ いて余震数の時間減衰を調べてみよう(図5)。規 模別頻度分布は, にはよらなかったが,余震数 の時間減衰は に敏感であることがわかる。図5 からもわかるが,Yamashita(2003)によれば,

が極端に小さい場合(すなわち,空隙連結度の 変化がきわめて大きい場合)を除き,余震数の時 間減衰は式(10)で良く近似できる。その減衰係 数 *p* も 0.7 から 1.2 程度であり,Utsu(1961)に よる実際の余震観測によるもの(0.9 < *p* < 1.5) と整合的である。

d)繰り返しすべりと二次余震の発生機構

図2や図5に示したとおり,破壊の発生に伴い 空隙連結度の変化がきわめて大きい場合,二次余 震が生ずる。ここでは,図2(a)および(b)に 示された = 0.1 および 0.01 の場合についての比 較を行い,二次余震の発生機構を考察する。図6 および図7に,それぞれの場合についてすべりと 流体圧の時空間変化を示す。図6(a)と7(a)で 黒く塗りつぶした部分は,今まで未破壊であった 領域が、それぞれの時間ステップで初めて破壊を 起こしたもの,灰色の部分は,すでにすべりを起 こしている領域が,またすべりを生じたことを表 す。白色の部分は,それぞれの時間ステップでは すべりを起こしてはいないが,余震系列の早期に 起きたイベントの際に, すべりをすでに経験して いる。図6(a)と7(a)から,未破壊の小断層要 素が新しくすべりを起こした場合、その周囲のす でにすべりを経験している小断層要素の繰り返し すべりを誘発していることがわかる。また,比較 的規模の大きなイベントが起きると,その後同じ 小断層要素が繰り返し滑っていることもわかる。

Fig. 5 Temporal decay of the occurrence of simulated aftershocks for the examples shown in Fig. 2a and b. Refer to the caption of Fig. 2 on nondimensional time *T*.



図 6 図2a) に示した例についての,a) 断層すべり,およびb) 断層帯内部の流体圧の時空間変化. 無次元化した時間 T については,図2の説明文を参照されたい.縦軸は断層底部からの無次元化した距離,横軸は 水平方向に沿った無次元化した距離である.なお,空間距離は小断層要素の一片の長さ250 m で規格化している. 比較的大きな規模のイベント(M = 4.78)の発生からある期間の間に発生した特徴的なイベントについて示す.a) において黒く塗った領域は,未破壊の小断層要素がそれぞれの時間ステップで新たに破壊したことを表す.灰色の 領域は,すでにすべりを経験した小断層要素が,それぞれの時間ステップで再び滑ったことを表す(繰り返しすべ り).白色の領域では,すでにすべりは起きているが,それぞれの時間ステップではすべりを生じない.b)におい て等高線に沿って示した数字は,流体圧(Mpa)である.矢印は未破壊の領域の新たな破壊により,流体圧が局所 的に変化した部分を表す.

Fig. 6 Spatio-temporal variations of a) slip and b) pore-fluid pressure for the example shown in Fig. 2a. Refer to the caption of Fig. 2 on nondimensional time *T*. The ordinate denotes the non-dimensional vertical distance measured from the bottom of the fault. The spatial distance is normalized by the side length (250 m) of the fault segment. The only events shown are characteristic ones that occur following a relatively large event with M = 4.78 at T/dT = 305754. The black area in a)stands for the rupture of intact segments, while the gray one denotes repeated slip. The blank area denotes segments that do not slip at the specified time step, but have slipped in earlier events in the sequence. The numerals on the contours in b) denote the fluid pressure in MPa. The arrows in b) denote local perturbation of fluid pressure due to rupture of intact segments.

図6(b)と7(b)から,未破壊の断層要素が新 たに滑ると,その付近で流体圧が局所的に上昇す ることがわかる。これは,破壊の発生に伴う透水 率の上昇による流量の局所的増加である。このよ うなところでは,破壊の発生とともに凝着強度が 大きく低下するので,流体圧がわずかに変化す るだけですべりが繰り返し起きる。これが Yamashita(2003)のモデルで,繰り返しすべり が破壊域の外境界付近で集中的に起こる理由であ る。小規模余震の精密な震源決定では,それら の震源は本震断層の端に沿って発生する傾向 がわかっているが(例えば,Rubin and Gillard, 2000), Yamashita(2003)のモデルに基づけば, このような余震は繰り返しすべりを表していることになる。

= 0.01 および 0.1 のモデルの両方が繰り返し すべりを説明しうるが,大きな違いは,前者の場 合のみ,大規模なイベントの発生が二次余震とみ なされる小規模なイベント群の活動を誘発する。

~ 0の場合,流量は破壊域の前方よりも破壊域 内の方が圧倒的に大きいので,流体は破壊域の先 端付近に滞留することになる。したがって,破壊 域先端付近の流体圧勾配は, = 0.01の場合のほ うがの = 0.1場合よりはるかに大きいことにな る(図6(b)と7(b)を比較せよ)。いったん未 破壊の小断層要素が新たに破壊すると破壊域の前



図 7 図 2b)に示した例についての a)断層すべりおよび b)断層帯内部流体圧の時空間変化. 縦軸は断層底部からの無次元化した距離,横軸は水平方向に沿った無次元化した距離である.無次元化した時間 T については,図2の説明文を参照されたい.なお,空間距離は小断層要素の一片の長さ 250 m で規格化している. 比較的大きな規模のイベント(M = 4.71)の発生からある期間の間に発生した特徴的なイベントについて示す.a) において黒く塗った領域は,未破壊の小断層要素がそれぞれの時間ステップで新たに破壊したことを表す.灰色の 領域は,すでにすべりを経験した小断層要素が,それぞれの時間ステップで再びすべったことを表す(繰り返しす べり).白色の領域では,すでにすべりは起きているが,それぞれの時間ステップではすべりを生じない.b)にお いて等高線に沿って示した数字は,流体圧(Mpa)である.矢印は,破壊の発生に伴い流体圧が局所的に変化した 領域を表す.

Fig. 7 Spatio-temporal variations of a) slip and b) pore-fluid pressure for the example shown in Fig. 2b. Refer to the caption of Fig. 2 on the nondimensional time *T*. The ordinate denotes the non-dimensional vertical distance measured from the bottom of the fault. The spatial distance is normalized by the side length (250 m) of the fault segment. The events shown are only the characteristic ones that occur following a relatively large event with M = 4.71 at T/dT = 443955. The black area in a) stands for the rupture of intact segments, while the gray one denotes repeated slip. The blank area denotes segments that does not slip at specified time step, but have slipped in earlier events in the sequence. The numerals on the contours in b) denote the fluid pressure in MPa. The arrows in b) denote local perturbation of fluid pressure due to rupture of intact segments.

進が起き,そのような領域で透水率が急激に上昇 するので,高圧流体は破壊域先端を追って移動し, 新たに破壊した領域に流れ込む。ダルシー則によ れば流量は流体圧勾配に比例するので,新たに破 壊した部分では, = 0.01の方が流量ははるかに 大きい。実際,図6(b)と図7(b)の矢印で示し た部分を比べると,破壊に伴う流体圧の局所変化 は, = 0.01の場合の方が大きいことがわかる。 したがって, = 0.01の方が,新たに破壊した部 分ではるかに多くの繰り返しすべりが起こりうる ことになる。これが,二次余震として発現するこ とになるのである。

e)他の余震モデルとの比較

余震現象は,上に述べたように複雑さとともに

きわめて特徴的な規則性を有するため,近代地震 学の創始期から多くの地震研究者の研究対象と なってきた。余震のモデリングについての多くの 研究においては,GR式,大森公式,またはその 両者を説明しようとするのが目的であった。しか し長い間,このような研究においては背後にある 物理的考えが希薄で,単純な確率モデルの考察に 終始する傾向も多く見られた。Yamashita and Knopoff(1987)のモデル化においては,破壊力 学に立脚し応力腐食破壊と破壊域の幾何学的複雑 さを考えることにより比較的単純なモデルの枠内 でGR式,大森公式の両者を同時に説明すること に成功している。しかし,二次余震についての考 察は行われなかったし,同一の断層要素が余震 系列の中で繰り返し滑るということも,彼らのモ デルの枠内ではありえなかった。Yamashita (2003)のモデルにおいては,繰り返しすべりの発 生,二次余震の発生を含め,より多くの現象を統 一的に説明できるという意味で,より包括的な 余震モデルであると言えよう。Nur and Booker (1972)も余震の発生機構の考察において,流体 の移動を仮定したという点では,Yamashita (2003)の研究と同様である。ただし,Nur and Booker(1972)は,余震の発生頻度は流体圧の時 間変化に比例するという比較的恣意性のある仮定 に立脚しており,余震現象の多様な側面について 幅広い考察を行ったわけではない。

VI.群発地震のシミュレーション

a)群発地震に見られる特徴

群発地震は,その活動が徐々に開始し,また 徐々に終了し,飛びぬけて大きな規模の地震を伴 わない地震活動の系列であると普通は定義される (例えば, Mogi, 1963)。また,余震活動と同様, 群発地震の規模別頻度も GR 式で良く近似される が, b 値は余震の場合よりかなり大きいというこ とが知られている (Sykes, 1970)。例えば, 火山 地域や大洋中央海嶺付近で群発地震が頻発するこ とは良く知られているが,その b 値は 2.0 程度で あると言われている(友田,1954;宮村,1962)。 また,多くの群発地震は地下流体の存在と密接に 関係している。良く知られている例として 1964 年に活動を開始した松代群発地震をあげることが でき,その活動の最盛期には大量の地下水の地表 への流出が観測されている(大竹,1976)。上に述 べた火山地域や大洋中央海嶺付近も地下流体に富 む地域であるということは注目すべきことである。

b)群発地震についてのシミュレーション例

流体の流れを大きく規定するものは透水率であり、透水率は、空隙連結度と空隙率に比例する(式(6))。この二つは、それぞれ、破壊の発生により大きく変化する量だと考えられるが、上に述べたとおり、Yamashita(2003)による余震のシミュレーションにおいては、空隙連結度の変化が余震発生の多様性に大きく寄与していることがわかっ

た。以下に示すように,空隙連結度の変化よりも 空隙率の変化が顕著な場合には,群発型の地震発 生が生じうることがわかる。そこで,ここでは, すべり量に関係した非弾性空隙率を導入する。具 体的には下記のように空隙率の非弾性成分は,断 層すべりとともに一様に増大するものと仮定する (Yamashita, 1999)。

$$u_{a} = 0 + (u_{i} - 0) \exp(-u_{a}/u_{c})$$
 (12)

ここで *u*_aは活動が開始しての以来の,それぞれ の場所におけるすべりの総和であり,」は *u*_a = 0の場合の空隙率の非弾性成分である。 *u*_eは「空 隙生成に対する臨界すべり量」と呼ぶことができ よう。すべりが臨界値 *u*_eを超え増大するにつれ, 空隙率の非弾性成分は上限値」に漸近していく。 なお,空隙連結度。の時間変化は,相対的に小さ いものとしてここでは無視する。

断層のモデル自体は余震のシミュレーションに 用いたものと同じものを用いる。また,余震のシ ミュレーションの場合と同様,断層下部にただ一 つの高流体圧領域。を仮定する。この破壊が,引 き続く破壊の引き金となる。下記に示す計算例で は,空隙率の初期値は0.05とし, 。= 0 および ₁ = 0.3 を仮定する。また , u_cは任意に 12.5 m とする。ただし *u*_aは無限大まで増大することは ないので "は 0.3 まで増大することはなく, Yamashita (1999) のシミュレーションでは, せ いぜい 0.01 程度である。空隙連結度は, すべりの 時間変化にはよらないと仮定したが,上に述べた とおり場所により大きく変化しうる量である。こ のことを考慮に入れるため、しはある値の範囲の 間で空間的に一様確率分布しているものと仮定す る。Yamashita (1999) は, 分布幅の違いの効果 も考察したが,ここでは典型的な場合のみを示す。 すなわち,0 < 。/ 。 < 2.0 の範囲を仮定し,一様 確率分布を満たす乱数を発生させ,20回のシミュ レーションを実行した。活動の統計的性質は,そ れらを足し合わせることにより考察された。なお, 。は基準となる空隙連結率の値である。それぞ れのシミュレーションにおいては, さらなる破壊



図 8 活動の時間変化. 20 個の活動系列を足し合わせている.無次元化した時間 T = 1000 は, c = 10⁻¹¹ m²の場合 28.9 日に, c = 10⁻¹⁸ m²の場合 7.93 × 10⁵年に対応する.

Fig. 8 Temporal variation of rupture activity; 20 sequences are superimposed. The nondimensional time T = 1000 corresponds to 28.9 days and 7.93 × 10⁵ yr for $c = 10^{-11} m^2$ and $c = 10^{-18} m^2$, respectively.

の励起は起こしえないほど流体圧が低下するまで 計算を行っている。なお, 。が十分小さければ, 断層下部に仮定した高圧流体源の破壊とともに断 層全部が破壊してしまうので,群発地震の発生の ためには,少なくとも凝着強度。にはある程度の 大きさが必要である。

イベント規模の時間変化を図8に示す。20回の シミュレーション結果を重ね合わせているので, 平均的な描像が見えてくる。すなわち,飛びぬけ て大きな規模のイベントを起こさず,活動が徐々 に活発化し,また徐々に静穏化していく様子がわ かる。これは,群発地震の特徴を良く再現してい る。なお,T = 2000付近に規模が4.25程度のイ ベントがかたまっているが,これは,断層下部に 仮定した高流体圧領域の破壊によるものである。 したがって,このイベントはすべてのシミュレー ションに共通して発生しており,システムのダイ ナミクス自体とは無関係である。規模別頻度分布 は図9に示されるとおり,広い範囲にわたってGR 式を良く満たすことがわかる。ただし,b値は2 に近く,余震の場合に比べはるかに大きい。この



図 9 図 8 から得られる累積規模別頻度分布 (黒 丸).

図8では,T = 2000付近に規模が4.25程度のイベ ントがかたまっているが,この影響が付近の「こぶ」 として見える.本文に述べたとおり,これらのイベ ントはシステムのダイナミクスとは直接関係はな い.もし,これらのイベントを取り除くと分布は ずっとなめらかになる(白丸).

Fig. 9 Cumulative frequency-magnitude distribution (filled circles); 20 sequences are superimposed.

The bump near M = 4.25 corresponds to the events at $T \sim 2000$ in Fig. 8. As noted in the text, these events seem to be independent of the dynamics of the system. If these events are removed, the curve becomes much smoother (open circles).

ことも群発地震についての地震学的特長を良く再 現している。図8に示したモデルとの比較のため,

*u*_e = の場合(すなわち,空隙率の非弾性成分 が無視しうるということ)を計算すると,。が極 端に小さい場合と大きい場合を除き,前震 本震 系列を表す活動が再現される(Yamashita, 1999)。 すなわち,活動がある期間継続し,最終的には断 層全体を破壊し尽くすようなイベントが起こる。 このような活動について,イベントの規模別頻度 分布を計算すると良く知られた値,*b*~1.0が得ら れる。したがって,空隙率の非弾性成分を考える ことが群発地震のモデル化に本質的に重要である ことがわかる。

c) 群発地震の発生機構

上に述べたように,群発地震の発生には,破壊



図 10 破壊域先端付近の流体圧 p の時空間変化. 色の濃い領域ほど流体圧は低くなっている.領域 (図1参照)における流体圧の初期値よりも小さ な領域のみを示している.無次元化した時間 T に ついては,図8の説明文を参照されたい.なお,破 線は,それぞれの時間における破壊域先端の位置を 示す.

- Fig. 10 Spatio-temporal change of pore-fluid pressure near the rupture front.
- Only the segments with pore-fluid pressure smaller than the initial value on $_{-1}$ (see Fig. 1) are illustrated. Refer to the caption of Fig. 8 on nondimensional time *T*. The darker area denotes lower pressure zone and the broken line denotes the location of rupture front.

に伴う空隙率の非弾性成分の変化を考慮に入れる ことが本質的に重要のように思える。ここでは, Yamashita(1999)に沿って,群発地震型の破壊 の発生と空隙率の非弾性成分の変化がどのように 関わっているか考えよう。上に述べたように,空



流体で満たされた空隙

図 11 破壊域先端付近における流体の流れについ ての模式図.

Fig. 11 Schematic illustration of fluid flow near the advancing rupture front.

隙率の非弾性成分を無視すると破壊域の成長は時間とともに加速し,本震型のイベントが起こる。 したがって,空隙率の非弾性成分の増加は破壊域 の成長に対し,一定の減速効果を与えていること が予想される。

図 10 に , u_c = 12.5 mの場合の流体圧の時空 間変化を示す。この図から,破壊域の外側に沿っ て流体圧が相対的に低くなっている領域があるこ とがわかる。これは,新たに破壊した領域での空 隙の生成に密接に関係している。図 11 に図式的 に示すように,破壊領域の成長に伴い新たにどこ かが破壊すると,そこには多くの新しい空隙が生 成される(式(12))。このような空隙は,その生 成時には流体で満たされておらず,その周囲から 流体が流入してくる。これにより,破壊域先端の 周囲では,相対的に流体圧が低下することになる。 式(7)から明らかなように,流体圧が低下すると 強度は高まることになるので,一時的に破壊域の 成長は抑制されることになる。したがって, u_e が小さいほど,破壊域の成長に対する抵抗は大き いと言える。これが uc = 12.5 mの場合,前震 本震系列の活動が観察されない理由だと思われる。 以上に示したように、「空隙生成に対する臨界

すべり量」が小さい時,群発地震に見られる特徴 を良く再現することがわかった。すなわち,活動 は徐々に始まり徐々に終了するという傾向が観察 され, b 値は通常の地震活動に見られるより大き な値となった。Mogi(1963)は,室内実験や地震 活動の観察に基づき,群発地震は火山地域や大洋 中央海嶺付近など破砕度の高い地域で起こりやす いということを指摘したが,このような地域は, 地下流体の存在が指摘されている地域であること に注目する必要がある。破砕度の高いところでは, 容易に空隙が生成できるだろうから、「空隙生成 に対する臨界すべり量」は,このような地域では 十分に小さいことが期待される。Yamashita (1999)のシミュレーションでは,群発地震は「空 隙生成に対する臨界すべり量」が小さく,地下流 体に富んだ地域で起こりやすいということが示さ れたが,上のように考えると Mogi (1963)の考 えと整合的であることがわかる。

VII.最後に

上に示した計算例においては,高流体圧領域を 断層帯内に一つだけ仮定したが,実際には様々な 圧力レベルの領域が断層帯内部に分布しているだ ろう(Byerlee, 1990; Moore *et al.*, 1995)。その ような場合についてのシミュレーションも Yamashita(2003)は実行しているが,活動の時 間変化は,はるかに複雑化するものの,統計的な 性質は不変である。

上に述べたように, Yamashita (1999, 2003) のモデルでは,透水率に関係するパラメタを変化 させることにより,余震や群発地震という一見大 きく異なる地震現象を,統一的に説明することが 可能である。透水率は,空隙連結度と空隙率に比 例するが(式(6)),空隙率が断層すべりとともに 大きく増大する場合は群発地震が,空隙連結度が 断層すべりとともに大きくなる場合は余震が,そ れぞれ観察される。また,余震,群発地震とも, 規則性と複雑性の双方が発現するという非線形系 に特有な現象であるが,規則性と複雑性の両者と も一つのモデルで説明可能であることもわかった。 なお,Yamashita (1999, 2003)のモデルでは, 非線形性は,流体移動と破壊発生の間の非線形相 互作用に起因する。透水率が地震活動の多様性の 発現に大きく関係しているということは,地下流 体のはたす役割の重要性を再認識させるものであ る。

本論文では,透水率の効果に焦点を絞って考察 を行ったが,透水率以外のパラメタも地震活動を 複雑化するのに寄与する。Yamashita(1998)は 本論文で仮定したものと同様のモデルを用いて, 前震 本震系列について計算機シミュレーション を実行した。これによると,凝着強度に強い空間 不均質を導入すると前震活動がきわめて複雑化す ることがわかった。例えば,前震発生間隔はきわ めて不規則となり,本震の発生前に活動の静穏化 も起きうることがわかった。

Yamashita (1997, 1998, 1999, 2003)の一連 の研究では,前震本震系列,余震系列や群発地震 系列など固有地震の再来周期に比べてきわめて短 い時間間隔における地震活動を扱っている。これ に対し, Miller 等は固有地震の再来周期か, それ 以上の長期にわたる地震活動の変化を流体の効果 も考慮に入れて計算機シミュレーションを行って いる (例えば, Miller et al., 1999; Miller, 2002)。 このような長い期間にわたって信頼性のある計算 機シミュレーションを実行するためには,断層帯 に対する応力の蓄積過程,空隙が縮小したり空隙 が沈殿物で埋まっていく過程や空隙連結度が低下 していく過程などについての十分な情報が必要で ある。また,高流体圧領域が時間とともにどのよ うに生成していくか,またどのような場所で生成 するかということについての情報もモデル化には 必要となる。これらのモデル化には,現時点では 未だ任意性がはなはだ大きく,ある程度大胆な仮 定をせざるをえない。

Yamashita (1997, 1998, 1999, 2003)の一連 の研究では,流体移動と断層すべりの間の力学的 相互作用を考慮に入れた準静的解析を行っている が,断層すべりそのものについての振る舞いにつ いて,より信頼性の高い理解のためには,温度効 果まで入れた動的解析が必要となる。温度が高く なればなるほど,一般に流体圧は高まるので(例 えば、Lachenbruch、1980; Mase and Smith, 1987),動的および準静的解析で得られる断層す べりの振る舞いは,それぞれ量的には異なる可能 性がある。ただし,Mase and Smith(1987)等 の定式化には,それぞれ任意性のある仮定が行わ れているので,温度が高くなると一様に流体圧が 高まるかどうかについてはさらなる検討が必要で ある(Suzuki and Yamashita, 2003)。また,温 度効果が地震活動全体にどのような効果を与えう るかということは,今後の検討課題である。

文 献

- Allen, C.R., Engen, G.R., Hanks, T.C., Nordquist, J.M. and Thatcher, W.R. (1971) Main shock and larger aftershocks of the San Fernando earthquake, February 9 through March 1, 1971. Prof. Pap. US Geol. Survey, 733, 17 20.
- Blanpied, M.L., Lockner, D.A. and Byerlee, J.D. (1992). An earthquake mechanism based on rapid sealing of faults. *Nature*, **358**, 574–576.
- Brace, W.F. (1977). Permeability from resistivity and pore shape. J. Geophys. Res., 82, 3343–3349.
- Byerlee, J.D. (1990) Friction, overpressure, and fault normal compression. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 2109 2112.
- Chester, F.M., Evans, J.P. and Biegel, R.L. (1993). Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas Fault. *J. Geophys. Res.*, **98**, 771 786.
- Davison, C.C. and Kozak, E.T. (1988) Hydrogeological characteristics of major fracture zones in a large granite batholith of the Canadian shield. *Proc. 4th Can./Am. Conf. Hydrogeol.*, 52 60.
- Forster, C.B., Goddard, J.V. and Evans, J.P. (1994). Permeability structure of a thrust fault. *In* Hickman, S., Sibson, R. and Bruhn, R. eds: *The Mechanical Involvement of Fluids in Faulting.* USGS Open File Report 94 228. US Geological Survey, 216 223.
- Henderson, J.R. and Maillot, B. (1997) The influence of fluid flow in fault zones on patterns of seismicity: A numerical investigation. J. Geophys. Res., 102, 2915 2924.
- ・自樹・山下輝夫(1998) 断層面間の相互作用が働く 系における地震発生の予測可能性.地震2,50(別冊), 181 187.
- Knopoff, L. (2001) The magnitude distribution of declustered earthquakes in Southern California. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 97, 11880 11884.
- Kummer, B., Behle, A. and Dorau, F. (1987). Hybrid modeling of elastic-wave propagation in two-dimensional laterally inhomogeneous media.

Geophysics, 52, 765 771.

- Lachenbruch, A.H. (1980) Frictional heating, fluid pressure, and the resistance to fault motion. *J. Geophys. Res.*, **85**, 6097 6112.
- Lockner, S., Naka, H., Tanaka, H., Ito, H. and Ikeda, R. (1999) Permeability and strength of core samples from the Nojima fault of the 1995 Kobe earthquake. USGS Open-file Report 00 129, 147 152.
- Mase, C.W. and Smith, L. (1987). Effects of frictional heating on the thermal, hydrologic, and mechanical response of a fault. J. Geophys. Res., 92, 6249 6272.
- Matsuda, T., Arai, T., Ikeda, R., Omura, K., Kobayashi, K., Shimada, K., Tanaka, H., Tomita, T. and Hirano, S. (2001). Chemical analysis along fracture zones (1,140 m, 1,300 m, 1,800 m) of the Hirabayashi NIED drilling core of the Nojima fault. *Rep. Nat. Res. Inst. for Earth Sci. and Disas. Prev.*, **61**, 183 193.
- McCaig, A.M. (1988). Deep fluid circulation in fault zones. *Geology*, **16**, 867–870.
- Miller, S.A., Ben-Zion, Y. and Burg, J. (1999) A three-dimensional fluid-controlled earthquake model: Behavior and implications. *J. Geophys. Res.*, **104**, 10621 10638.
- Miller, S.A. (2002) Properties of large ruptures and the dynamical influence of fluids on earthquakes and faulting. *J. Geophys. Res.*, **107**, 2182, doi:10.1029/2000JB000032.
- 宮村摂三(1962) 地震活動と地体構造. 地震2,15, 23 52.
- Mogi, K. (1963) Some discussions of aftershocks, foreshocks and earthquake swarms. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **41**, 615–658.
- Moore, J.C. *et al.* (1995): Abnormal fluid pressures and fault-zone dilation in the Barbados accretionary prism: Evidence from logging while drilling. *Geology*, **23**, 605–608.
- Nur, A. and Booker, J.R. (1972) Aftershocks caused by pore fluid flow? *Science*, **175**, 885 887.
- Okada, Y. (1992). Internal deformation due to shear and tensile faults in a half space. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **82**, 1018 1040.
- 大森房吉(1894)余震(After-shocks)に就きて.震災 予防調査会報告,2,103 138.
- 大竹政和 (1976)、松代地震から 10 年 . 科学 , **46** , 306 313 .
- Raleigh, C.B., Healy, J.H. and Bredehoeft, J.D. (1976). An experiment in earthquake control at Rangely, Colorado. *Science*, **191**, 1230–1237.
- Rice, J.R. (1992) Fault stress state, pore pressure distributions, and the weakness of the San Andreas fault. *In* Evans, B. and Wong, T.-F. eds.: *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks.* Academic Press, 475 503.

Rubin, A.M. and Gillard, D. (2000). Aftershock

asymmetry/rupture directivity among central San Andreas fault microearthquakes. *J. Geophys. Res.*, **105**, 19095 19109.

- Sleep, N.H. and Blanpied, M. (1992) Creep, compaction, and the weak rheology of major faults. *Nature*, 359, 687 692.
- Sleep, N.H. and Blanpied, M. (1994) Ductile creep and compaction: A mechanism for transiently increasing fluid pressure in mostly sealed fault zones. *Pure Appl. Geophys.*, **143**, 9 40.
- Suzuki, T. and Yamashita, T. (2003) Nonlinear interaction among changes in temperature, pore fluid pressure and porosity in a porous fault zone and its effects on the dynamic initiation of fault slip. Workshop on Numerical Modeling of Earthquake Source Dynamics, Smolenice Castle, Slovak Republic, Sept. 1 3.
- Sykes, L.R. (1970) Earthquake swarms and seafloor spreading. J. Geophys. Res., 75, 6598-6611.
- Tajima, F. and Kanamori, H. (1985a) Global survey of aftershock area expansion pattern. *Phys. Earth Planet. Int.*, **40**, 77 134.
- Tajima, F. and Kanamori, H. (1985b). Aftershock area expansion and mechanical heterogeneity of fault zone within subduction zones. *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 345–348.
- Talwani, P. and Acree, S. (1985). Pore pressure diffusion and the mechanism of reservoir-induced seismicity. *Pure Appl. Geophys.*, **122**, 947 965.
- 友田好文(1954) 地震の時間間隔の分布,及び之と地震動の最大振幅の分布との関係に関する統計的記述.地 震2,7,155 169.
- Utsu, T. (1961) A statistical study on the occurrence of aftershocks. *Geophys. Mag.*, **30**, 521 605.
- Utsu, T. (1970): Aftershocks and earthquake

statistics(II)Further investigation of aftershocks and other earthquake sequences based on a new classification of earthquake sequences. J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., Ser. VII, **3**, 197 266.

- Wong, T.-F. (1986) On the normal stress dependence of the shear fracture energy. *In* Das, S., Boatwright, J. and Scholz, C.H. eds.: *Earthquake Source Mechanics*. AGU, 1 11.
- Yamashita, T. and Knopoff, L. (1987) Models of aftershock occurrence. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 91, 13 26.
- Yamashita, T. (1997): Mechanical effect of fluid migration on the complexity of seismicity. J. Geophys. Res., 102, 17797 17806.
- Yamashita, T. (1998) Simulation of seismicity due to fluid migration in a fault zone. *Geophys. J. Int.*, **132**, 674 686.
- Yamashita, T. (1999) Pore creation due to fault slip in a fluid-permeated fault zone and its effect on seismicity. *Pure Appl. Geophysics*, **155**, 625 647.
- Yamasita, T. (2000) Generation of microcracks by dynamic shear rupture and its effects on the rupture growth and elastic wave radiation. *Geophys. J. Int.*, **143**, 395–406.
- Yamashita, T. (2003) Regularity and complexity of aftershock occurrence due to mechanical interactions between fault slip and fluid flow. *Geophys.* J. Int., 152, 20 33.
- Yoshida, S., Koketsu, K., Shibazaki, B., Sagiya, T., Kato, T. and Yoshida, Y. (1996) Joint inversion of near- and far-field waveforms and geodetic data for the rupture process of the 1995 Kobe earthquake. J. Phys. Earth, 44, 437 454.

(2003年8月12日受付,2003年12月8日受理)