

ダイラタンシーによる間隙水圧の変動を考慮した 地震発生過程のモデル化

芝 崎 文 一 郎*

Modeling Earthquake Generation Processes with Pore-fluid Pressure Changes Caused by Dilatancy

Bunichiro SHIBAZAKI*

Abstract

Dilatancy and pore fluid pressure changes in a fault zone significantly affect the mode of the nucleation process, and are key factors for understanding the physical mechanisms of some precursory phenomena. We investigate slip processes with a model of a vertical fluid-infiltrated strike-slip fault in a 3-D elastic half space using a Dietrich/Ruina rate- and state-dependent friction law and an evolution equation for plastic porosity. Due to dilatancy, porosity is thought to increase with slip velocity. In this model plastic porosity is assumed to depend logarithmically on the state variable in the friction law. The results of numerical simulations show that porosity in the fault zone increases with increasing slip velocity in the nucleation zone. Then, pore fluid pressure in the fault zone drops significantly, resulting in dilatant hardening. With an increasing dilatancy coefficient, a larger pore fluid pressure drop is observed during the nucleation process, which in turn increases the size of the nucleation zone. In the case of considerably larger dilatancy coefficients, the fault system becomes stable. The various modes of slip processes are reproduced by the spatial variation of dilatancy coefficients. We examine changes in pore-fluid pressure on the fault near the surface. When a slow event occurs in a deeper region of a seismogenic zone in the later stage of an earthquake cycle, it is observed that slip velocity on the fault near the surface increases significantly. Slip velocity also increases slightly around one year before the main rupture begins. These changes in slip velocity lead to a significant drop in the pore-fluid pressure on the fault near the surface.

Key words : nucleation, a rate- and state-dependent friction law, dilatancy, pore fluid pressure
キーワード : 破壊核形成, すべり速度と状態変数に依存する摩擦法則, ダイラタンシー, 間隙水圧

I. はじめに

地震は地殻内部で発生する巨視的なせん断破壊現象である。地震が発生するためには、先ずテクトニックな応力の蓄積過程が存在し、断層面におけるせん断応力が時間と共に増大する。せん断応

力があるレベルに達すると、準静的な破壊核（先駆すべりの生じる領域）が形成される。そして、破壊核が臨界状態に達すると、動的破壊が開始し伝播する。動的破壊の停止後には、断層面での強度が回復し、再びテクトニック応力が蓄積する。地震発生過程をモデル化するためには、すべり

* 建築研究所国際地震工学センター

* International Institute of Seismology and Earthquake Engineering, Building Research Institute

破壊過程を支配している摩擦構成則を既存の断層面に境界条件として与える必要がある。摩擦構成則に関しては、主にすべり量に依存する摩擦構成則とすべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則 (rate- and state-dependent friction law) (Dieterich, 1981) が存在する。前者は主に動的破壊伝播過程、後者は先駆すべり過程や地震発生サイクルのモデル化に用いられる。これまでに、すべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則を用いた地震サイクルや先駆すべり過程のシミュレーション研究が多数行われてきた (Tse and Rice, 1986; Rice, 1993; Stuart and Tullis, 1995; Kato and Hirasawa, 1997; Lapusta and Rice, 2003)。

また、最近の地震発生過程の研究では、地震サイクルのそれぞれの過程で断層ガウジの内的構造の変化と間隙水の挙動が非常に重要な役割を果たすことが指摘されている。例えば、地震間においては、断層ガウジの力学的もしくは化学的な圧密により間隙率が減少し、その結果、間隙水圧が上昇し破壊強度が低下すると考えられている (例えば、Sleep and Blanpied, 1992; Renard *et al.*, 2000; Gratier *et al.*, 2003)。断層面におけるせん断応力が高まり破壊核が形成されると、破壊核形成領域内ですべり速度の増大に伴いダイラタンシーが起こり、間隙水圧の減少によるハードニングによって、破壊の遅れが生じる (例えば、Rudnicki and Chen, 1988)。動的破壊の際には、摩擦発熱による間隙水圧上昇によって、摩擦強度が低下することが予想されている (例えば、Mase and Smith, 1987; Andrews, 2002)。

地殻流体の効果を取り入れた地震発生モデル化は、様々な素過程や現象を対象にして進められている。例えば、地震破壊と地殻流体の相互作用を考慮した地震活動のモデル化が行われている。Yamashita (1998, 1999) は流体移動を考慮した地震破壊過程のシミュレーションを行い、流体移動と地震破壊の間の非線形力学的相互作用により、複雑ではあるが規則性を有する地震活動を再現できることを示した。これらの一連の研究は山下 (2003) に紹介されている。Miller *et al.* (1999) 及び Miller (2002) は、ダイラタンシーと圧密

による間隙水圧の変動の効果と古典的摩擦則を考慮した地震活動のシミュレーションを行った。

また、ダイラタンシーと圧密による間隙水圧の変動とすべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則を考慮した地震発生過程のモデル化も進められてきた。Marone *et al.* (1990) は、すべり速度の増大と共にダイラタンシーが起こり間隙率が增大することを摩擦すべり実験によって示した。Segall and Rice (1995) は、彼らのダイラタンシーの実験結果を基に、状態変数と類似した間隙率の時間発展式を提案し、流体で満たされた断層での摩擦すべりの挙動を調べた。非排水条件化では、すべり速度の増大により間隙率が増大し、ダイラタンシーハードニングが起こる。ダイラタンシーの割合が大きい場合は、摩擦すべりは安定化されることが示された。摩擦構成則における状態変数は摩擦変形領域の構造という物理的実体を有する (Nakatani, 2001) ので、変形領域において間隙率が状態変数と同様に発展するという仮定は妥当であると考えられる。

Shibazaki (2005) は、さらに、ダイラタンシーと力学的圧密による間隙水圧の変動を考慮した、すべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則に基づく三次元の破壊核形成過程のモデル化を行った。このモデルには、Sleep (1997) が提案した間隙率が状態変数の関数になっている時間発展方程式が用いられた。この研究により、ダイラタンシーハードニングが引き起こす破壊の遅れにより、大きな破壊核が形成されることが確認された。本稿では、Shibazaki (2005) のモデルを紹介し、特に地震間及び地震発生前における間隙水圧変動に関する議論を行う。

II. モデルの定式化

1) 断層摩擦構成則

本研究では、Dieterich (1981) により導入されたすべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則を用いてモデル化する。すべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則は aging law と slip law の形式が存在することが知られている (例えば、Marone, 1998)。最近、Kato and Tullis (2001)

は、より広い速度範囲で実験結果を説明するために composite rate- and state-dependent friction law を提案した。本研究では、aging law を用いたモデル化を行う。

すべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則では、摩擦係数は以下のようにすべり速度 v と状態変数 Ψ に依存する。

$$\mu = \mu_v + a \ln \left[\frac{v}{v_*} \right] + b \ln \left[\frac{v_* \Psi}{D_c} \right] \quad (1)$$

μ_* と v_* はそれぞれ摩擦係数とすべり速度の基準値である。状態変数 Ψ の時間発展は次式に従う。

$$\frac{d\Psi}{dt} = 1 - \frac{\Psi v}{D_c} \quad (2)$$

摩擦力 τ は有効圧 σ_n^{eff} に比例し、

$$\tau = \mu \sigma_n^{\text{eff}} = \mu (\sigma_n - P_f) \quad (3)$$

と表現される。 σ_n^{eff} は有効圧で法線応力 σ_n と間隙水圧 P_f との差である。 D_c は臨界相対変位量である。(1) 式の $a \ln(v/v_*)$ は直接効果と呼ばれ、すべり速度のステップ的变化に対してはステップ的に増大する。 $b \ln(v_* \Psi/D_c)$ は、新しい状態に遷移する効果である。この効果は、臨界相対変位量 D_c を有する時間発展式 (2) に従って新しい状態に遷移する。状態変数 Ψ は、物理的には断層面間の接触時間を表すと考えられている。例えば、定常状態では $\Psi = D_c/v$ となり、速度が大きいと Ψ が小さくなる。尚、すべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則の物理的な意味に関して、Nakatani (2001) に詳細に議論されているので、参照されたい。実際のシミュレーションでは、(1) 式の直接効果と新しい状態に遷移する効果に対して、高すべり速度でカットオフ速度を有する構成則 (Okubo, 1989) を用いる。

定常状態での摩擦係数は、

$$\mu_{ss} = \mu_v + (a - b) \ln \left[\frac{v}{v_*} \right] \quad (4)$$

となる。 $a - b$ が負の時には、定常状態の摩擦係数はすべり速度の増大に伴い弱化的挙動を示す。

この場合、システムのスティッフネスに依存するが、十分にスティッフネスが小さい場合、不安定すべりを引き起こす。 $a - b$ が正の場合すべり速度強化で、安定すべりの挙動を示す。すべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則を用いたアスペリティーのモデル化に関しては、加藤 (2003) を参考にされたい。

2) 間隙率の時間発展方程式

Marone *et al.* (1990) は、断層ガウジを挟んだ摩擦すべり実験により、すべり速度のステップ変化に対する応答を調べ、すべり速度の増大に伴いダイラタンシーが起こり、間隙率が増大することを確認した。この間隙率の変化は非可逆的な変化である。Segall and Rice (1995) は、この間隙率の増大に対する経験的な時間発展方程式を提案し、間隙率変化により生じる間隙水圧変化を考慮したバネ質点モデルにおけるすべりの挙動を解析した。Segall and Rice (1995) のシミュレーションでは摩擦構成則に対しては aging law、間隙率に対しては slip law の形式を用いた。本研究では、摩擦構成則に aging law を用いているので、間隙率の時間発展方程式に対しても、aging law の形式 (Sleep, 1997) を用いる。この場合には、間隙率は状態変数の関数となり、以下の方程式で表現される。

$$\phi = \phi_0 + \varepsilon \ln \left[\frac{D_c}{v_c \Psi} + 1 \right] \quad (5)$$

ここで ϕ_0 は基準間隙率、 ε はダイラタンシー係数、 v_c はダイラタンシーに対する遮断速度、 Ψ は摩擦構成則 (1) と (2) における状態変数である。定常状態の間隙率 ϕ_{ss} は次式で表される。

$$\phi_{ss} = \phi_0 + \varepsilon \ln \left[\frac{v}{v_c} + 1 \right] \quad (6)$$

図 1 に Sleep (1997) が提案した間隙率の式 (5) が、すべり速度の変化に対してどのように応答するかを示す。すべり速度を 10^{-6} m/s から 10^{-5} m/s、そして 10^{-6} m/s とステップ的に変化させた場合の摩擦係数と間隙率の変化を示す。ダイラタンシー係数は 1×10^{-4} とし、 D_c は $10 \mu\text{m}$ と

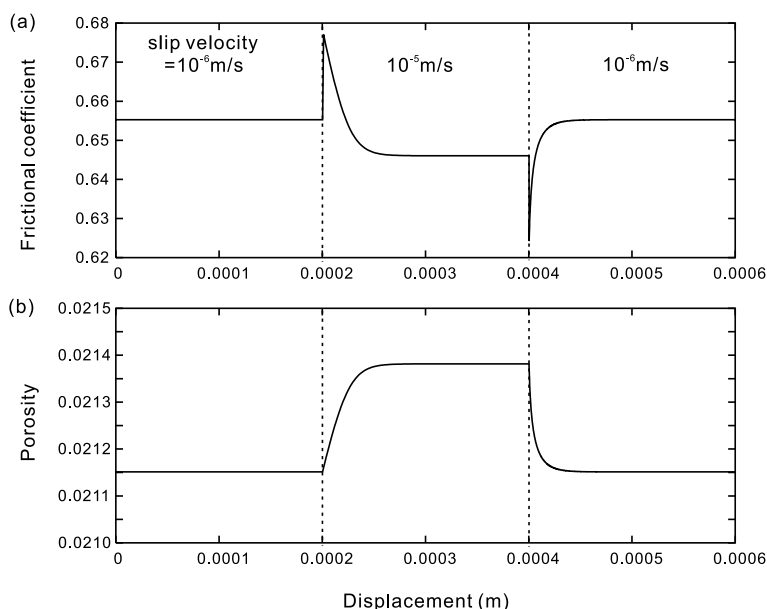


図 1 (a) 摩擦係数と (b) 間隙率のすべり速度のステップ的变化に対する応答. 10^{-6} m/s から, 10^{-5} m/s, そして 10^{-6} m/s とすべり速度を変化させている. 間隙率の変化は, Sleep (1997) の式を用いて計算された応答である.

Fig. 1 Evolution of (a) frictional coefficient and (b) porosity with time when slip velocity is changed from 10^{-6} m/s to 10^{-5} m/s and then back to 10^{-6} m/s. The porosity change is calculated using the evolution equation proposed by Sleep (1997).

した。すべり速度を増大させた場合に、間隙率はすべりの増大と共に上昇し、定常状態に近づく。逆に、すべり速度を減少させた場合には、間隙率はすべりの増大と共に減少し、定常状態に近づく。また、図 2 に、地震後に固着が開始する状況を想定し、すべり速度を 10^{-10} m/s から 10^{-12} m/s に減少させた場合の間隙率の応答を示す。 D_c は 1.6 cm とした。間隙率は時間と共に減少し、定常状態に近づく。

本研究では状態変数と間隙率に対して aging law を用いるが、Segall and Rice (1995) のように、状態変数に対して aging law、間隙率に対して slip law を用いる定式化も考えられる。この定式化によるシミュレーションも行ったが、破壊核の形成に伴う加速すべりにより間隙率が急激に低下するという不自然な挙動が見られた。これは状態変数と間隙率における発展の仕方の違いに

起因すると考えられる。例えば、地震後にすべり速度が低下する場合を考えると、slip law に従う間隙率は aging law に従う状態変数よりゆっくりと変化することになる。すべり速度が増大する場合はその逆になる。aging law と slip law における状態の発展の仕方の違いは Nakatani (2001) に紹介されているので参考にされたい。本稿では、状態変数と間隙率に対して同じ aging law を用いた結果を紹介する。

3) テクトニック応力蓄積過程のモデル化

図 3 に示すような半無限弾性媒質中に存在する横ずれ型断層を考える。断層の深さ方向の幅と長さをそれぞれ 24 km とし、セルサイズは $0.24 \text{ km} \times 0.24 \text{ km}$ とする。断層面でのすべりがプレートの相対運動から遅れるために断層面でのせん断応力が蓄積すると仮定する。その場合の力の平衡方程式は、以下のように記述される。

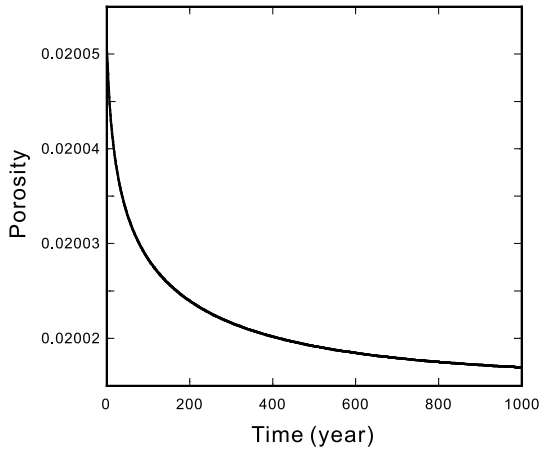


図 2 すべり速度を 10^{-10} m/s から 10^{-12} m/s にステップ的に変化させた場合の間隙率の時間変化．Sleep (1997) に基づく時間発展方程式を用いた場合である．

Fig. 2 Evolution of porosity with time when slip velocity is changed from 10^{-10} m/s to 10^{-12} m/s. The porosity change is calculated using the evolution equation proposed by Sleep (1997).

$$\tau_{i,j} = \sum_{i_s j_s} k_{i-i_s, j-j_s} (V_{pl} t - u_{i_s, j_s}) - \frac{G}{2\beta} \frac{du_{i,j}}{dt} \quad (7)$$

ここで、 $k_{i-i_s, j-j_s}$ は、矩形の (i_s, j_s) 要素における一定すべり量 u_{i_s, j_s} に対する要素 (i, j) の中心での応力の変化である。 V_{pl} はプレートの相対運動速度である。 $G/(2\beta) du_{i,j}/dt$ は、不安定すべりが生じる際の放射減衰の効果を表したもので、 G は剛性率、 β は S 波速度である (Rice, 1993)。 (1) (2) (3) (7) の連立非線形方程式系を解くことで、すべり速度と応力の時空間分布が求まる。本計算では、Kato and Hirasawa (1997) と同様の計算方法を用い、時間ステップが解の変化に依存する Runge-Kutta 法 (Press *et al.*, 1992) で解く。ダイラタンシーが起こる場合、破壊核の臨界サイズは、 $h_* = 2GD_c \kappa \pi (b-a) \sigma_n^{eff}$ (Rice, 1993) よりも大きくなることが予想される。本計算ではグリッドサイズをこの値より十分に小さくとる。

4) 間隙水圧を支配する方程式

全間隙率 ϕ の時間変化は、間隙水圧の変化によ

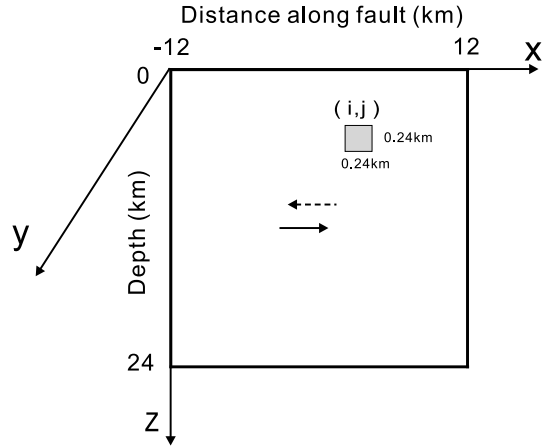


図 3 半無限弾性媒質中に存在する横ずれ断層．断層の長さとは幅は 24 km，セルサイズは 0.24 km × 0.24 km とする．

Fig. 3 Strike-slip fault plane in an elastic-space. The length and width of the fault are both taken to be 24 km. Cell size is taken to be 0.24 km × 0.24 km.

る可逆的な間隙率の変化と非可逆的な間隙率の変化の総和で表現される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \phi \beta_\phi \left[\frac{\partial P_f}{\partial t} \right] + \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (8)$$

ここで、 $\phi \beta_\phi (\partial P_f / \partial t)$ は弾性的な間隙率の変化で可逆的であり、 β_ϕ は $(1/\phi) (\partial \phi / \partial P_f)$ と定義される間隙の弾性圧縮率である。そして $\partial \phi / \partial t$ は非可逆的な間隙率の変化である。

岩石の実験的研究から、透水係数は、間隙率のべき乗の関数で表現されることが知られている (David *et al.*, 1994)。

$$k = k_0 \left[\frac{\phi}{\phi_0} \right]^\alpha \quad (9)$$

ここで、 k_0 は、基準間隙率 ϕ_0 に対応する基準透水係数である。シミュレーションでは、透水係数の間隙率依存性も考慮する。

また、非可逆的な間隙率の初期値として $\phi = [\phi_0 + \epsilon \ln(\nu_0/\nu_c + 1)]$ と仮定し、初期の間隙率は有効応力の依存性を考慮すると以下のような深さに対する分布をもつ。

$$\varphi_{ini} = \phi_0 [1 + \varepsilon \ln(\nu_0/\nu_c + 1) / \phi_0] \exp \{ -\beta_\phi [\rho_r g z - P_f(z)] \} \quad (10)$$

従って、初期の透水係数は以下のような深さ z に対する依存性を有する。

$$k_{ini} = k_0 [1 + \varepsilon \ln(\nu_0/\nu_c + 1) / \phi_0]^\alpha \exp \{ -[\rho_r g z - P_f(z)] / \sigma_v \} \quad (11)$$

ここで、 $\sigma_v = 1/(\beta_\phi \alpha) \rho_r$ は岩石の密度、 g は重力加速度である。

本モデルでは、単純化のために断層帯の厚さは場所によらず一定とし、流体は断層面に沿って流れるが、断層面に垂直方向には流れないと仮定する。また、断層帯の中では、水理学的パラメータが幅方向に一樣と仮定する。さらに、不可逆的な間隙率が変化する領域もこの幅に等しいと仮定する。この場合、拡散方程式は厚さによらず2次元の方程式となる。Lockner *et al.* (2000) によると、野島断層の damage zone の幅は 20–50 m で、透水係数は 10^{-17} m^2 程度である。damage zone の外側の透水係数は $10^{-19} - 10^{-21} \text{ m}^2$ と低く、母岩では 10^{-21} m^2 と測定されている。従って、断層帯中の流体は、周辺の母岩からシールされていると考えられる。

流体の質量保存則は以下の式で表現される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \varphi) = -\nabla \cdot (\rho_w \mathbf{u}) \quad (12)$$

ここで ρ_w は水の密度、 \mathbf{u} は流速である。ダルシー則は間隙水圧と流速との間を関係付け、以下の式が成り立つ。

$$\mathbf{u} = -\frac{k}{\eta}(\nabla P_f - \rho_w \mathbf{g}) \quad (13)$$

ここで、 η は流体の粘性係数、 \mathbf{g} は重力加速度ベクトルである。式(8)、(12)、(13)より、以下のような非可逆的な間隙率の時間変化がソースとなる拡散方程式を得る。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P'_f}{\partial t} = \nabla^2 P'_f + \frac{\nabla k}{k} \cdot \nabla P'_f - \frac{\eta}{k} \phi \quad (14)$$

ここで、 P'_f は静水圧からの過剰間隙水圧 $P_f - \rho_w g z$ である。 $c = k[\eta \alpha (\beta_f + \beta_\phi)]$ は拡散係数、 β_f は流体の圧縮率である。この種の拡散方程式は最初に Walder and Nur (1984) により導入され、複数の研究に用いられてきた (David *et al.*, 1994; Yamashita, 1998, 1999)。

間隙水圧の変化を考慮した摩擦すべりの計算は、以下の手順に従って進める。

(I) 先ず、式(1)、(2)、(3)、(7)を連立させた非線形方程式を解くことで、すべり速度、状態変数、せん断応力を計算する。

(II) 次に、計算された状態変数を用いて、(5)式により非可逆的な間隙率を計算する。

(III) さらに、(8)、(9)に従い、全間隙率と透水係数を計算する。

(IV) そして、計算された非可逆的な間隙率、全間隙率、透水係数を用いて、(14)式により、間隙水圧を差分法により求める。

(V) この後にステップを進め、更新された間隙水圧を用いて、(I)の計算を行う。

この方法は弱連成解析と呼ばれるもので、全てのパラメータを厳密に一度に求めているわけではないが、ステップを十分に細かく取ることによって、近似解が得られると考えられる。

III . モデルパラメーターの設定

本モデルはたくさんのパラメータを有するが、最近の摩擦実験及び岩石の水理学的な性質に関する実験的研究により、多くのパラメータに対して制約を与えることが可能である。図4は、Blanpied *et al.* (1998) の摩擦実験の結果等を参考に設定した、すべり速度と状態変数に依存する摩擦構成則のパラメータの深さ分布である。Marone *et al.* (1991) の研究に基づき、断層の浅部に $a - b > 0$ の領域を設ける。また、 a と b との値に対して、5%のランダムな揺らぎを与える。臨界相対変位量 D_c に関しては、不安定領域で 1.6 cm とし、浅部で未固結のガウジの効果考

慮して臨界相対変位量 D_c を大きくする。また、Blanpied *et al.* (1998) の実験では、350 以上で臨界相対変位量 D_c が大きくなるので、断層深部で臨界相対変位量 D_c を増大させる。

表 1 にシミュレーションに用いたパラメータを示す。表 2 にそれぞれのケースに対するダイ

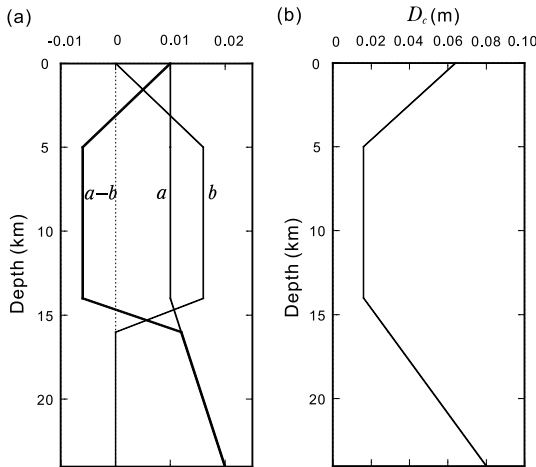


図 4 構成則を規定するパラメータ (a) a , b , $a - b$, と (b) 臨界相対変位量 D_c の深さ分布。

Fig. 4 Depth distributions of constitutive law parameters (a) a , b , $a - b$, and (b) critical weakening displacement D_c which are used in the simulation.

表 1 シミュレーションに用いたパラメータの値。

Table 1 Fixed value of parameters in the simulation.

Parameter	Symbol	Value
Density of rock	ρ_r	$2.8 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Density of water	ρ_w	$1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Base frictional coefficient	μ^*	0.6
Rigidity	G	30 GPa
Relative velocity of plate motion	V_{pl}	5 cm/year
S-wave velocity	β	3.5 km/s
Fluid compressibility	β_f	$2 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$
Fluid viscosity	η	$2 \times 10^{-4} \text{ Pa s}$
Reference permeability	k_0	$1.0 \times 10^{17} \text{ m}^2$
Porosity corresponding to k_0	ϕ_0	0.02
Porosity sensitivity exponent	α	6.0
Pressure sensitivity factor	γ	$5 \times 10^{-8} \text{ Pa}^{-1}$
Pore compressibility	β_ϕ	$8.3 \times 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$

ラタンシー係数の値を示す。David *et al.* (1994) は、(9) 式における透水係数のべき指数 α の値が 1 から 25 程度に大きく変わることを示している。長石と石英の集合体では、 α の値が 7 程度である。本シミュレーションでは、べき指数 α の値を 6 とする。透水係数の圧力依存係数 $\gamma = 1/\sigma^*$ は、Wong and Zhu (1999) によってまとめられている。圧密された岩石に対しては、この値は 0.02 /MPa より大きくなる。本研究では、 $\gamma = 0.05$ /MPa の値を用いるが、この場合、 $\sigma^* = 20$ MPa となる。べき指数 $\alpha = 6$ を用いると、間隙率の圧縮率は $\beta_\phi = \gamma/\alpha$ の関係から、 $\beta_\phi = 0.0083$ /MPa となる。圧密された岩石に対しては、 β_ϕ が 0.003 /MPa 以上であることが Wong and Zhu (1999) により報告されており、シミュレーションで用いる値はこの条件を満足している。

ダイラタンシー係数もシミュレーション結果に大きな影響を及ぼす。Segall and Rice (1995) は、Marone *et al.* (1990) の実験結果を基にダイラタンシー係数の値を 1.7×10^{-4} と推定した。本シミュレーションでこの値を用いると、非常に大きなダイラタンシーハードニングが起き、すべりが安定化する。従って、 $\varepsilon = 0$ から 6.0×10^{-5} のダイラタンシー係数の値を用いる。また、間隙

表 2 それぞれのケースに対するダイラタンシー係数。

Table 2 Dilatancy coefficients for each case.

Case	Dilatancy coefficient
	ε
1	0
2	2×10^{-6}
3	6×10^{-6}
4	8×10^{-6}
5	4×10^{-5}
6	6×10^{-5}

率の時間発展式(5)における遮断速度 v_c もシミュレーション結果に影響を与える。遮断速度を大きくすると、すべり速度が大きくなるとダイラタンシーが起こらなくなる。本計算では地震間でも力学的圧密が起こるように十分小さくとり、 1.6×10^{-13} m/s とした。

断層の透水係数も最近になって詳細に調べられている。Lockner *et al.* (2000) は 624 m と 1140 m の深さにおける野島断層のコアサンプルの強度と透水係数を測定した。彼らは、断層のコアの透水係数は、封圧が 50 MPa で 10^{-19} m² から 10^{-18} m² の範囲であることを見出した。断層のコアの周辺領域 (damage zone) では、損傷の度合いが高く、透水係数も高いことが示された。断層コア周辺の透水係数は、50 MPa で 10^{-17} m² と測定されている。damage zone の幅は、20 m から 50 m と測定されている (Lockner *et al.*, 2000)。本モデルでは、damage zone に沿って流体が移動すると仮定し、基準透水係数 k_0 を 10^{-17} m² とする。

図 5 に初期間隙水圧の深さ分布を示す。これは、流速が一定と仮定した場合に得られる解で、Rice (1992) に従い、間隙水圧は次式で表される。

$$P_f(z) = \rho_w gz + \sigma_v \ln \left\{ 1 + \xi \left[\exp \left(\frac{(\rho_r - \rho_w)gz}{\sigma_v} \right) - 1 \right] \right\} \quad (15)$$

$$\xi = \frac{q\eta}{(\rho_r - \rho_w)gk_0}$$

ここで q は上部への流速である。本シミュレーションでは、 ξ の値を 0.032 とする。例えば $k_0 = 10^{-17}$ m² の場合、 q の値は 0.9 mm/year となる。この値は Kennedy *et al.* (1997) がサンアンドレアス断層沿いで見積もった流速値の下限に相当する。図 6a と 6b が、図 5 のように初期間隙水圧を仮定した場合の間隙率と透水係数の深さ分布である。

IV . シミュレーション結果

1) 破壊核形成過程におけるすべり速度と応力のスナップショット

正方形セルのサイズは 0.24 km であるが、こ

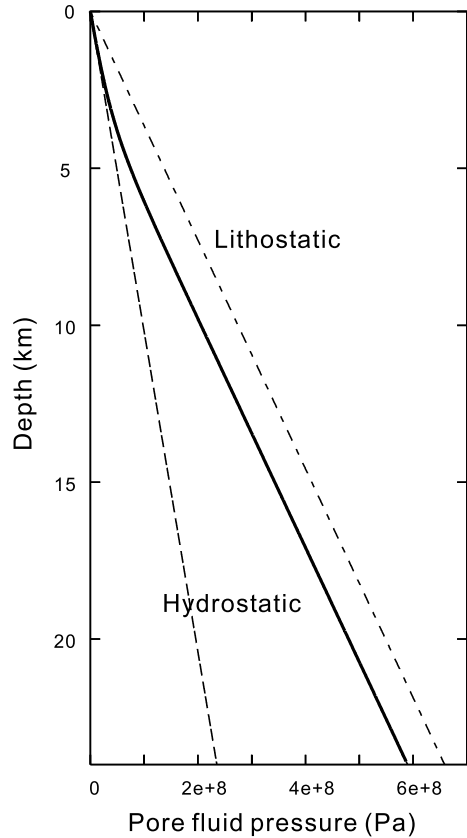


図 5 間隙水圧の初期値の深さ分布。

Fig. 5 Initial pore fluid pressure distribution with depth.

れは破壊核の臨界サイズ $h^* = 0.82$ km に比べて十分に小さい。断層の横方向の端の効果を取り除くために、横方向に 9 つの断層をおき、周期的にすべりが発生すると仮定する。まず、ダイラタンシー係数を $\varepsilon = 0$ (Case 1), $\varepsilon = 2 \times 10^{-6}$ (Case 2), $\varepsilon = 6 \times 10^{-6}$ (Case 3), $\varepsilon = 8 \times 10^{-6}$ (Case 4) と変化した 4 ケースを調べる。

破壊核形成過程におけるすべり速度と応力分布を図 7a-d に示す。破壊核形成領域は、すべり速度と応力分布から、応力が集中した領域に囲まれたすべり速度の大きな領域であると同定される。破壊核形成領域の中では、応力降下が進行している。ダイラタンシーが無い場合 (Case 1) には、およそ 12 km の深さに 6 km 程度の破壊核が形成される。Case 2-4 から、ダイラタンシー係数

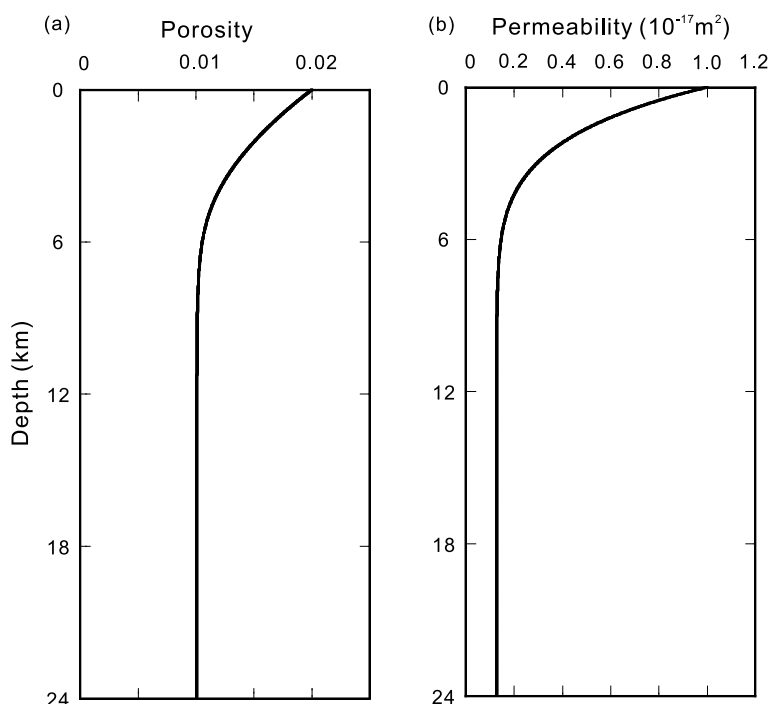


図 6 (a) 初期の間隙率の深さ分布 $[1 + \varepsilon \ln(\nu_0/\nu_c + 1)\phi_0]$ で規格化されている。(b) 初期の透水係数の深さ分布 $[1 + \varepsilon \ln(\nu_0/\nu_c + 1)\phi_0]$ で規格化されている。

Fig. 6 (a) Initial porosity distribution with depth, normalized by $[1 + \varepsilon \ln(\nu_0/\nu_c + 1)\phi_0]$ (b) Initial permeability distribution with depth, normalized by $[1 + \varepsilon \ln(\nu_0/\nu_c + 1)\phi_0]$.

の増大と共に、破壊核のサイズが増大することが理解できる。ダイラタンシー係数が $\varepsilon = 2 \times 10^{-6}$ (Case 2) の場合、破壊核のサイズは 8 km 程度、 $\varepsilon = 6 \times 10^{-6}$ (Case 3) の場合、11 km 程度、 $\varepsilon = 8 \times 10^{-6}$ (Case 4) の場合、13 km 程度となる。特に、Case 3 と 4 (図 7c と図 7d) では、破壊核がゆっくりと成長している様子が理解できる。

図 7a-d におけるそれぞれの最後の図が動的破壊開始時のすべり速度と応力の分布である。図 7a-d において、動的破壊開始時に、準静的な破壊核形成領域の中で、せん断応力が低くすべり速度が大きい領域が存在する。この部分が動的破壊が開始する領域に相当する。ダイラタンシーが大きい場合、図 7c (case 3) 及び図 7d (case 4) からわかるように、動的破壊が開始する際の加速す

べり領域は、準静的な破壊核形成領域に比べて十分小さいことが理解される。

2) すべり速度及び間隙水圧の断層の各点での時間変化

図 8 に、Case 3 の場合について、破壊核形成領域におけるすべり速度、全間隙率、間隙水圧、せん断応力の時間変化を示す。以下、シミュレーション結果で示す間隙水圧は、全て $P'_f = P_f - \rho_w g z$ で定義される間隙水圧である。不安定のおよそ 2.2 日前に、すべり速度は増大し、 10^{-7} m/s に達する。間隙水圧は、すべり速度が 5×10^{-5} m/s に達するまでに、およそ 0.6 MPa 低下する。摩擦の基準レベル μ_* を 0.6 と仮定しているので、破壊核形成過程における間隙水圧の 0.6 MPa の低下は、0.36 MPa の強度上昇に相当する。

拡散の効果を無視すれば、間隙水圧の変化は

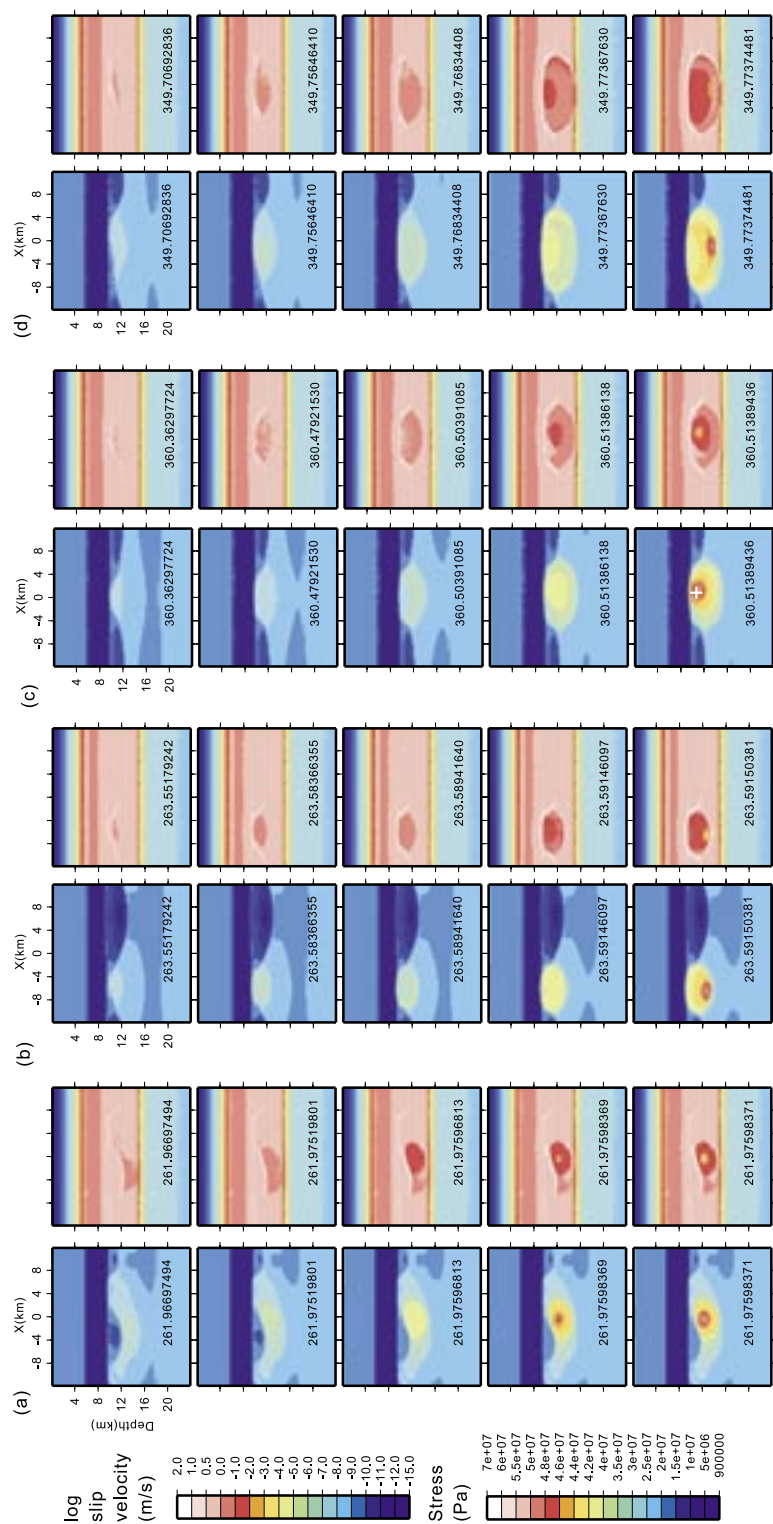


図 7 (a) Case 1, (b) Case 2, (c) Case 3, (d) Case 4 に対する破壊核形成過程におけるすべり速度分布 (左側) とせん断応力分布 (右側) の時間変化. それぞれのパネルに書かれている数字は, 経過時間 (年) である. 一番下のパネルが, 動的破壊開始時のすべり速度と応力の分布に相当する.

Fig. 7 Changes of (left) slip velocity distribution and (right) shear stress distributions with time during the nucleation process for (a) Case 1, (b) Case 2, (c) Case 3, and, (d) Case 4. Numbers shown in each panel are time in years. The last panels for each case correspond to the slip velocity distributions and shear stress distributions at the beginning of dynamic rupture.

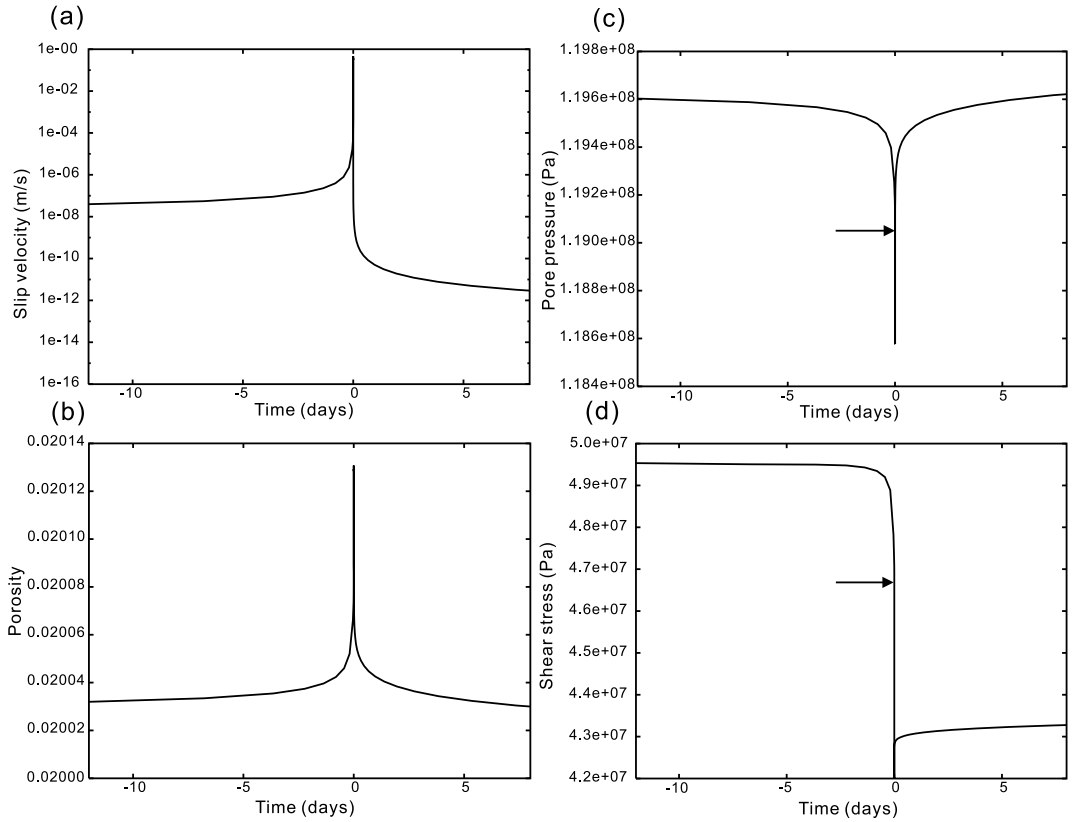


図 8 Case 3 に対する破壊核形成領域内における (a) すべり速度, (b) 非可逆的間隙率, (c) 間隙水圧, (d) せん断応力の時間変化. 場所は, 図 7c のすべり速度分布の最後のパネルにおいて + 印で示されている. (c) と (d) における矢印は, すべり速度が 5×10^{-4} m/s に達した時の間隙水圧とせん断応力を示す.

Fig. 8 Time changes in (a) slip velocity, (b) plastic porosity, (c) pore fluid pressure, and (d) shear stress for Case 3 at the point indicated by the cross in the nucleation zone on the last panel of slip velocity distribution (Fig. 7c). The arrows in (c) and (d) indicate pore fluid pressure and shear stress, respectively, when slip velocity reaches 5×10^{-4} m/s.

$\dot{P}_f = \phi [\alpha (\beta_f + \beta_\phi)]$ に従う。従って, 間隙水圧の変化は状態変数の変化による間隙率の変化によって引き起こされていると考えられる。Case 3 の場合, 破壊核形成から動的破壊が始まり間隙率が最小値に至るまでの間隙率の変化は, およそ 0.0001 (図 8b) である。全間隙率 ϕ は 0.012 であるので, $\Delta\phi/\phi \approx 0.008$ となる。ここで $\beta_\phi = 0.0083/\text{MPa}$ の場合, 間隙水圧の変化 $\Delta P_f \approx -120\Delta\phi/\phi \text{ MPa}$ と近似され, 破壊核形成から動的破壊時までの間隙水圧の変化はおよそ 1 MPa と推定される。この値は, 数値計算で得られた値と

一致している。

Case 3 に対して複数の地震サイクルにおける各点でのすべり速度と間隙水圧の変動を図 9 に示す。図 9c は破壊核形成領域における間隙水圧の変動で, 本震のおよそ 20 年前に, ゆっくりとしたイベントが発生しており, 間隙水圧が一旦減少し, その後に回復している。このゆっくりとしたイベントはダイラタンシーにより発生するものではなく, 摩擦構成則のパラメータの深さ分布に影響を受けて発生するイベントであると理解される。例えば, Lapusta and Rice (2003) は, す

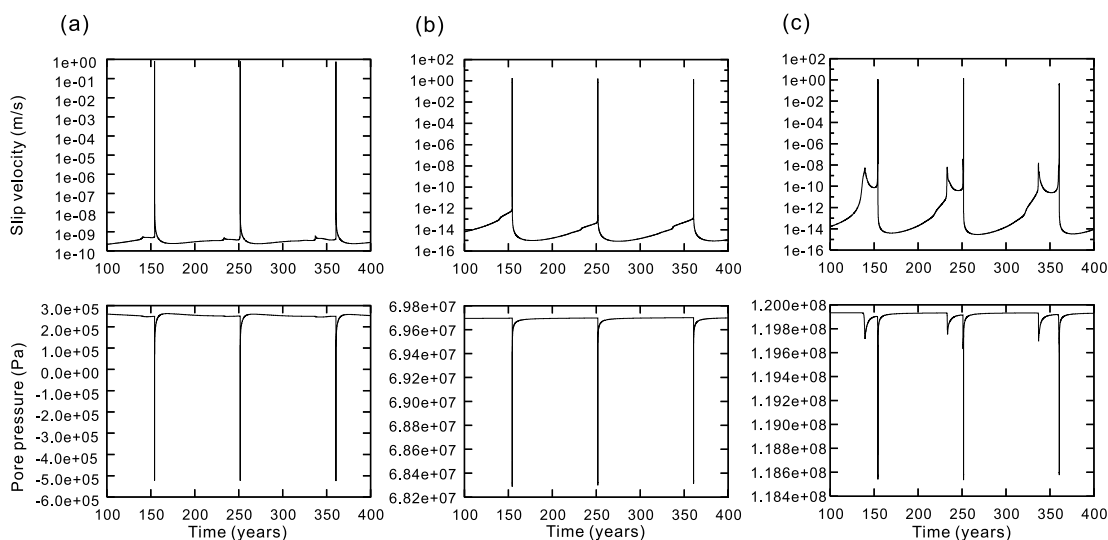


図 9 Case 3 に対する地震サイクルにおけるすべり速度と間隙水圧の時間変化 . (a) 地表付近の断層面 (深さ 360 m) のすべり速度と間隙水圧の時間変化 . (b) 固着域 (深さ 7,320 m) におけるすべり速度と間隙水圧の時間変化 . (c) 破壊核形成領域 (深さ 10,680 m) におけるすべり速度と間隙水圧の時間変化 .

Fig. 9 Changes in slip velocity and pore fluid pressure during cycles for Case 3. (a) Changes in slip velocity and pore fluid pressure on the fault plane near the surface (depth = 360 m) (b) Changes in slip velocity and pore fluid pressure in the strongly locked region (depth = 7320 m) (c) Changes in slip velocity and pore fluid pressure in the nucleation zone (depth = 10680 m)

べり速度と状態変数に依存する摩擦構成則を用いた 2 次元の地震サイクルの高精度シミュレーションを行っているが、本震の発生の前に、断層深部で小さなイベントが発生している。本シミュレーションで再現されたゆっくりとしたイベントは、断層深部の応力集中によりすべりが加速したが、震源域中心の深さで強く固着している領域を進行できずに停止したイベントであると考えられる。横ずれ型大地震では、ゆっくり地震の観測例は報告されていないが、鳥取県西部地震のように本震と同じ震源域で、およそ 10 年前から 3 回ほど群発的に地震活動が活発化するような例は存在する (Shibutani *et al.*, 2002)。図 9b は強く固着している領域でのすべり速度と間隙水圧の変化であるが、ゆっくりとしたイベントの際には殆ど変化は起こらない。間隙水圧は、本震の発生と共に急激に減少し、地震後に回復している様子が理解できる。

図 9a は、地表付近の断層面でのすべり速度と

間隙水圧の変化であるが、地震間においてすべり速度が徐々に増大するために、間隙水圧が徐々に低下している。ゆっくりとしたイベントが発生した場合、それに伴い、すべり速度の増大と顕著な間隙水圧の低下が見られる。図 10 は、地表付近の断層のすべり速度と間隙水圧を拡大した図である。地表付近では本震のおよそ 1 年前から微小な間隙水圧の減少が見られる。但し、図 8d に見られたような破壊核形成に伴う数日前からの間隙水圧の減少は見られない。浅部の安定領域では、中長期的な微小応力の増大には応答しすべり速度が増大するが、短期的な微小応力の増大には応答しないと考えられる。

3) ダイラタンシー係数が大きい場合のすべりの挙動

ダイラタンシー係数が非常に大きくなると、すべりが安定化することが示されている (Segall and Rice, 1995) ので、ダイラタンシー係数を大きくしてすべりの挙動を調べてみた。図 11a, b

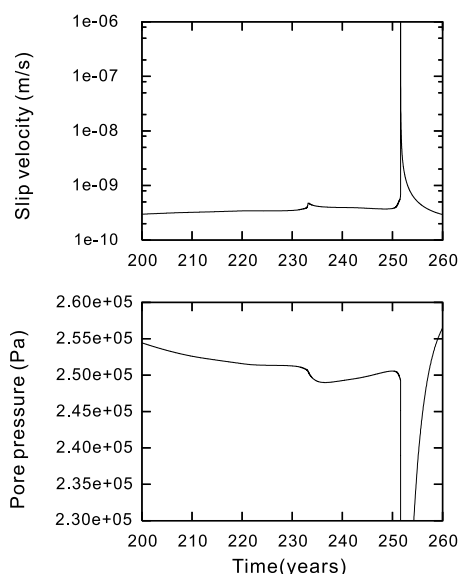


図 10 地表付近の断層面（深さ 360 m）での地震サイクル後半におけるすべり速度と間隙水圧の時間変化。

Fig. 10 Changes in slip velocity and pore fluid pressure on the fault near the surface (depth = 360 m) during the later stage of the earthquake cycle.

にダイラタンシー係数を $\varepsilon = 4 \times 10^{-5}$ と $\varepsilon = 6 \times 10^{-5}$ に設定した場合についてのすべり速度と間隙水圧の時間変化を示す。 $\varepsilon = 4 \times 10^{-5}$ の場合、大きなダイラタンシーハードニングが生じるので、すべり速度の小さなゆっくりとしたイベントが生じることがわかる。さらにダイラタンシー係数を大きくした場合（ $\varepsilon = 6 \times 10^{-5}$ ）安定すべりを引き起こす。ダイラタンシー係数を変えることで、多様なすべり過程を再現することが可能である。

V. まとめと考察

ダイラタンシーに伴う間隙水圧の変化を考慮した地震発生モデルを構築し、ダイラタンシーが破壊核形成過程に及ぼす影響を調べた。非可逆的な間隙率は状態変数の関数として表現され、間隙率と透水係数は破壊核形成領域ですべり速度の増大に伴い増加する。間隙率が増加すると、間隙率の時間変化をソース項とする拡散型の方程式に従って、間隙水圧が減少する。間隙水圧の減少は、ダ

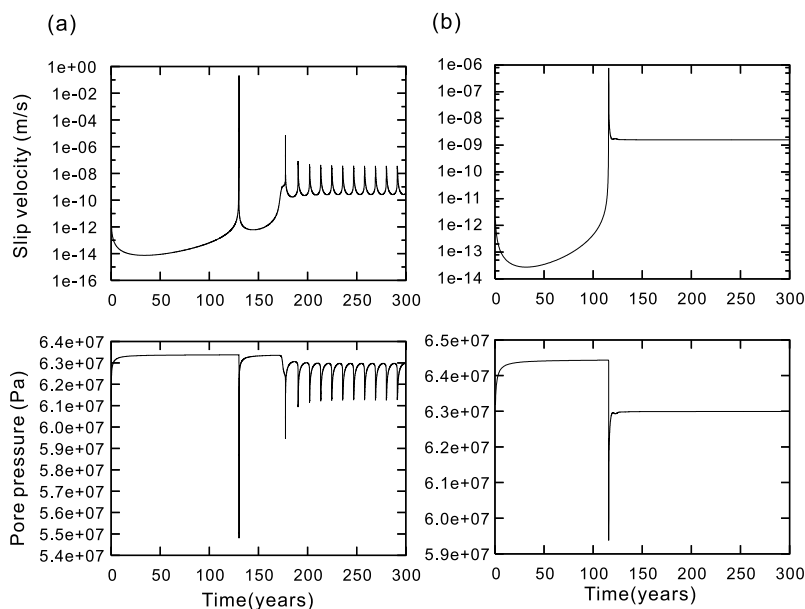


図 11 ダイラタンシー係数の値を非常に大きくした場合のすべり速度と間隙水圧の時間変化。(a) $\varepsilon = 4 \times 10^{-5}$ の場合。(b) $\varepsilon = 6 \times 10^{-5}$ の場合。

Fig. 11 Changes in slip velocity and pore fluid pressure during cycles when dilatancy coefficients are very large. (a) $\varepsilon = 4 \times 10^{-5}$. (b) $\varepsilon = 6 \times 10^{-5}$.

イラタンシーハードニングを引き起こし、すべりの加速が遅れる。シミュレーションの結果、ダイラタンシー係数の増大と共に間隙率が増大し、間隙水圧が大きく低下し、ダイラタンシーハードニングが増大することで、破壊核のサイズが増大することが示された。動的破壊が開始する際には、準静的な破壊核形成領域の一部の領域ですべり速度が増大する。特に、ダイラタンシー係数が大きい場合、加速すべりの領域は、準静的な破壊核形成領域に比べて、著しく小さくなる。この加速すべり領域では、すべり速度が準静的な破壊核形成過程で一旦 10^{-6} m/s 程度に達した後に 1 m/s 程度に増大する。従って、動的破壊への加速すべり過程においてはダイラタンシーの影響は小さくなると考えられる。

本モデルでは、断層帯の厚さは一定とし、水力学的パラメータが幅方向に一樣と仮定した。さらに、不可逆的な間隙率が変化する領域もこの幅に等しいと仮定した。damage zone の幅は数 10 m 程度 (Lockner *et al.*, 2000) で、その中でダイラタンシーが生じると仮定していることになる。破壊核形成の際の非弾性変形はどの程度の幅で起こりうるかはわかっていないが、Dodge *et al.* (1995, 1996) の前震の解析結果によれば、前震は必ずしも本震の断層面上で発生しているわけではなく、ある幅の中で発生しているように見える。従って、破壊核形成過程における非弾性変形はある幅の中で進行すると考えられる。また、透水係数の大きな damage zone は地震破壊の繰り返しにより形成されたと考えられるので、地震破壊の際に damage zone で間隙率が増大することも考えられる。Tadokoro *et al.* (1999) は、兵庫県南部地震の余震の S 波スプリッティングの解析により、本震の際に断層面から 500 m 以内の領域で断層面に平行な亀裂が生成されたことを示した。従って、damage zone で間隙率が増大することが考えられる。

今回のモデル化では断層帯中の流体は母岩からシールされていると仮定しているが、長い時間スケールでは出入りがあると考えられる。例えば、 L の幅の領域で間隙水圧が変化する場合の拡散時

間は $t = \eta \alpha \beta_f + \beta_\phi L^2 / k$ で与えられる。透水係数の小さな母岩に挟まれた断層帯の場合、拡散時間は、間隙水圧の変化が母岩中を断層帯の幅 L と同じ距離を拡散するのに必要な時間と同程度であると考えられるので、 $L = 20$ m, $k = 10^{-21}$ m² として計算すると、216 年程度である。従って、この場合、断層面に垂直方向の流れは無いという仮定は、妥当であると考えられる。しかしながら、断層帯で非弾性的変形は局在化している可能性もある。仮に $L = 2$ m の領域でダイラタンシーが起こるとした場合、 $k = 2 \times 10^{-18}$ m² として拡散時間を計算すると 0.108 年程度となる。従って、1 ヶ月以内のすべり速度の増大に対して、ダイラタンシーの効果はありうる。このような場合には、断層面に垂直方向の流れを考慮したモデル化が必要となる。

また、高速破壊の際には数 cm のコアに非弾性変形が集中すると考えられる。高速破壊のコアの透水係数は、damage zone と比べて小さくなっている (Lockner *et al.*, 2000)。浦田 (2006) は、野島断層と台湾車籠埔断層を想定して、断層帯の幅方向の水理学的パラメータの変化を考慮し、ダイラタンシーと摩擦発熱による thermal pressurization の両方の効果を取り入れた 1 次元モデルにより、温度上昇と間隙水圧の時間発展を調べた。高速破壊のコアでは、ダイラタンシーにより間隙率は増大するが、摩擦発熱による thermal pressurization により間隙水圧は上昇する。断層帯の幅方向の構造や高速破壊時の挙動を取り入れた間隙水圧変動のモデル化は今後の課題である。

大地震の始まり方に関しては幾つかの様式が存在し、例えば、活発な前震活動が観測される場合がある。国内では、1978 年伊豆大島近海地震 ($M_j 7.0$) (Ohnaka, 1993)、1995 年択捉沖地震 ($M_w 7.9$) (Hurukawa, 1998)、1996 年 10 月に発生した日向灘地震 ($M_w 6.8$) (鹿児島大学理学部, 1997) 等である。海外では、1992 年ランダース地震 ($M_w 7.3$) の際に活発な前震活動が観測された (Dodge *et al.*, 1995)。これらの前震活動では、前震の領域が時間と共に拡大していることが示されている。前震は破壊核形成領域で発生した局所

的な動的破壊と理解されるので、前震発生領域の拡大は破壊核形成領域の拡大に対応すると理解できる。このような破壊核形成領域の拡大は、ダイラタンシーハードニングを考慮したモデルでより良く説明される。前震が起こりやすい領域は、よりダイラタンシーが起こりやすい領域で、破壊の遅れが生じると考えられる。

ダイラタンシー係数がさらに大きい場合は安定すべりを引き起こす。Segall and Rice (1995) の解析によれば、間隙水圧もすべりの安定性に影響を及ぼす。間隙水圧が高いとダイラタンシー係数が小さくても安定すべりを引き起こす。沈み込み帯では、定常的にすべる安定領域と地震すべりを引き起こすアスぺリティーが存在する。安定的にすべる領域は、間隙水圧が高いかもしくはダイラタンシーの起こりやすい領域である可能性がある。間隙水圧とダイラタンシーの起こりやすさの不均質により、多様な断層すべり過程を説明できる可能性がある。

地震サイクルにおける間隙水圧の変動を調べたところ、ほぼ断層のすべり速度の変化に対応して変化していることが示された。シミュレーションでは、地震サイクルの後半に断層の深部でゆっくりとしたイベントが発生し、その後、本震が発生した。断層深部では、ゆっくりとしたイベントの発生によりすべり速度が増大するので、間隙水圧の減少が見られた。地表付近でも、ゆっくりとしたイベントの発生によりすべり速度の増大とそれに伴う間隙水圧の減少が見られた。地表の安定領域は応力の中長期的な変化に対して敏感に応答しすべり速度が変化するので、間隙水圧が変化すると考えられる。地表では、さらに本震の発生の1年前から微小ではあるが間隙水圧の減少が見られた。断層深部では、先ず全域においてすべりが加速し、その後に加速すべりが局在化し破壊核が形成される。シミュレーション結果は、断層深部における中期的なすべりの加速に伴い、地表付近の断層におけるすべり速度の増大と間隙水圧の減少が起こりうることを示唆する。例えば、1995年兵庫県南部地震の際には、震源域の直上近傍の井戸で、本震の数ヶ月前から地下水のイオン濃度の

前兆的な変化が観測された (Tsunogai and Wakita, 1995)。このような間隙水に関わる中期的な前駆現象は、本シミュレーションで再現された浅部のすべり速度の増大に伴う間隙水圧及びそれに引き起こされる流速の変化により説明できる可能性がある。断層周辺の間隙水の挙動をモニターすることは、地震発生予測という観点から非常に重要であると考えられる。尚、本シミュレーションでは、地表付近の断層で、直前の加速すべりに対応した間隙水圧の変化は現れない。直前の間隙水の挙動をモデル化するためには、核形成領域での先駆すべりにより生じる応力の擾乱に対する地表付近での多孔質媒体と間隙水の応答のモデル化を行う必要がある。

謝 辞

東大地震研究所の中谷正生氏からは、状態変数や間隙率の時間発展等、大変多くの有益なコメントを頂き、本稿が大幅に改善されました。また産業技術総合研究所の西澤修氏からも本稿の改善に大変多くの有益なコメントを頂きました。ここに謝意を表します。本研究の費用の一部は科学研究費「課題番号 17540401」によりました。また、本研究のために、東京大学地震研究所地震予知情報センターの計算機システムを利用しました。

文 献

- Andrews, D.J. (2002) A fault constitutive relation accounting for thermal pressurization of pore fluid. *J. Geophys. Res.*, **107**, 2363, doi:10.1029/2002JB001942.
- Blanpied, M.K., Marone, C.J., Lockner, D.A., Byerlee, J.D. and King, D.P. (1998) Quantitative measure of the variation in fault rheology due to fluid-rock interactions. *J. Geophys. Res.*, **103**, 9691–9712.
- David, C., Wong, T.-f., Zhu, W. and Zhang, J. (1994) Laboratory measurement of compaction-induced permeability change in porous rocks: implications for the generation and maintenance of pore pressure excess in crust. *Pure Appl. Geophys.*, **143**, 425–456.
- Dieterich, J.H. (1981) Constitutive properties of faults with simulated gouge. in *Mechanical Behavior of Crustal Rocks* edited by Carter N.L., Friedman, M., Logan, J.M and Sterns, D.W., AGU, Washington, DC, 103–120.
- Dodge, D.A., Beroza, G.C. and Ellsworth, W.L. (1995) Foreshock sequence of the 1992 Landers, Califor-

- nia, earthquake and its implications for earthquake nucleation. *J. Geophys. Res.*, **100**, 9865–9880.
- Dodge, D.A., Beroza, G.C. and Ellsworth, W.L. (1996) Detailed observations of California foreshock sequences: Implications for the earthquake initiation process. *J. Geophys. Res.*, **101**, 22371–22392.
- Gratier, J.-P., Favreau, P. and Renard, F. (2003) Modeling fluid transfer along California faults when integrating pressure solution crack sealing and compaction processes. *J. Geophys. Res.*, **108**, 2104, doi:10.1029/2001JB000380.
- Hurukawa, N. (1998) The 1995 off-Etorofu earthquake: joint relation of foreshocks, the mainshock, and aftershocks and implications for the earthquake nucleation process. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **88**, 1112–1126.
- 鹿児島大学理学部 (1997) 1996年10月19日に日向灘で発生したM6.6の地震について. 地震予知連絡会報, **57**, 656–659.
- 加藤尚之 (2003) プレート境界面の摩擦パラメタの推定について 三陸沖のアスぺリティを例として. 地学雑誌, **112**, 857–868.
- Kato, N. and Hirasawa, T. (1997) A numerical study on seismic coupling along subduction zones using a laboratory-derived friction law. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **102**, 51–68.
- Kato, N. and Tullis, T.E. (2001) A composite rate- and state-dependent law for rock friction. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1103–1106, doi:10.1029/2000GL012060.
- Kennedy, B.M., Kharada, Y.K., Evans, W.C., Ellwood, A., DePaolo, D.J., Thordsen, J., Ambats, G. and Mariner, R.H. (1997) Mantle fluids in the San Andreas Fault system, California. *Science*, **274**, 1278–1281.
- Lapusta, N. and Rice, J.R. (2003) Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model. *J. Geophys. Res.*, **108**, 2205, doi:10.1029/2001JB000793.
- Lockner, D., Naka, H., Tanaka, H., Ito, H. and Ikeda, R. (2000) Permeability and strength of the Nojima core samples from the Nojima fault of the 1995 Kobe earthquake. Proceedings of the international workshop on the Nojima fault core and borehole data analysis. *USGS Open File Report*, 00-129, 147–152.
- Marone, C. (1998) Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **26**, 643–696.
- Marone, C., Raleigh, C.B. and Scholz, C.H. (1990) Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge. *J. Geophys. Res.*, **95**, 7007–7025.
- Marone, C., Scholz, C.H. and Bilham, R. (1991) On the mechanics of earthquake afterslip. *J. Geophys. Res.*, **96**, 8441–8452.
- 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.
- 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.
- Miller, S.A., Ben-Zion, Y. and Burg, J.P. (1999) A three-dimensional fluid-controlled earthquake model: Behavior and implications. *J. Geophys. Res.*, **104**, 10621–10638.
- Nakatani, M. (2001) Conceptual and physical clarification of rate and state friction: Frictional sliding as a thermally activated rheology. *J. Geophys. Res.*, **106**, 13347–13380, doi:10.1029/2000JB900453.
- Ohnaka, M. (1993) Critical size of the nucleation zone of earthquake rupture inferred from immediate foreshock activity. *J. Phys. Earth*, **41**, 45–56.
- Okubo, P.G. (1989) Dynamic rupture modeling with laboratory-derived constitutive relations. *J. Geophys. Res.*, **94**, 12321–12335.
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. and Flannery, B.P. (1992) *Numerical recipes in Fortran: the art of scientific computing, second edition*. Cambridge University Press, New York.
- Renard, F., Gratier, J.P. and Jamtveit, B. (2000) Kinetics of crack-sealing, intergranular pressure solution and compaction around active faults. *J. Struct. Geol.*, **22**, 1395–1407.
- Rice, J.R. (1992) Fault stress states, pore pressure distributions, and the weakness of the San Andreas Fault. in *Fault Mechanics and Transport Properties in Rocks* edited by Evans, B. and Wong, T.-f., Academic Press, San Diego, 475–503.
- Rice, J.R. (1993) Spatio-temporal complexity of slip on a fault. *J. Geophys. Res.*, **98**, 9885–9907.
- Rudnicki, J.W. and Chen, C.-H. (1988) Stabilization of rapid frictional slip on a weakening fault by dilatant hardening. *J. Geophys. Res.*, **93**, 4745–4757.
- Segall, P. and Rice, J.R. (1995) Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid-infiltrated fault. *J. Geophys. Res.*, **100**, 22155–22171.
- Shibazaki, B. (2005) Nucleation process with dilatant hardening on a fluid-infiltrated strike-slip fault model using a rate- and state-dependent friction law. *J. Geophys. Res.*, **110**, B11308, doi:10.1029/2005JB003741.
- Shibutani, T., Nakao, S., Nishida, R., Takeuchi, F., Watanabe, K. and Umeda, Y. (2002) Swarm-like seismic activity in 1989, 1990 and 1997 preceding the 2000 Western Tottori Earthquake. *Earth Planets Space*, **54**, 831–845.
- Sleep, N.H. (1997) Application of a unified rate and state friction theory to the mechanics of fault zones with strain localization. *J. Geophys. Res.*, **102**, 2875–2895.
- Sleep, N.H. and Blanpied, M. (1992) Creep, compaction and the weak rheology of major faults. *Nature*, **359**, 687–692.

- Stuart, W.D. and Tullis, T.E. (1995) Fault model for preseismic deformation at Parkfield, California. *J. Geophys. Res.*, **100**, 24079–24099.
- Tadokoro, K., Ando, M. and Umeda, Y. (1999) S wave splitting in the aftershock region of the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake, *J. Geophys. Res.*, **104**, 981–992, 10.1029/1998JB900024.
- Tse, S.T. and Rice, J.R. (1986) Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties. *J. Geophys. Res.*, **91**, 9452–9472.
- Tsunogai, U. and Wakita, H. (1995) Precursory chemical change in ground water: Kobe Earthquake, Japan. *Science*, **269**, 61–63.
- 浦田紀子 (2006) ダイレータンシーを考慮した thermal pressurization モデルの地震断層への適用 野島断層, 車籠埔断層を例にして . 東京大学大学院理学系研究科修士論文 .
- Walder, J. and Nur, A. (1984) Porosity reduction and crustal pore pressure development. *J. Geophys. Res.*, **89**, 11539–11548.
- Wong, T.-f. and Zhu, W. (1999) Brittle faulting and permeability evolution: hydromechanical measurement, microstructural observation, and network modeling. in *Faults & Subsurface Fluid Flow in the Shallow Crust* edited by Haneberg, W.C., Mozley, P.S., Moore, J.C. and Goodwin, L.B., AGU, Washington, DC, 83–99.
- 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 seismology: generation mechanism of earthquake swarm. *Pure Appl. Geophys.*, **155**, 625–647.
- 山下輝夫 (2003) 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 . 地学雑誌, **112**, 869–884 .

(2005 年 11 月 7 日受付, 2006 年 5 月 26 日受理)