

1 はじめに

1.1 地震現象の多様性について

- Gutenberg-Richter の関係
- 固有地震的ふるまい (南海トラフ, 釜石沖, etc.)
- afterslip
- slow slip event

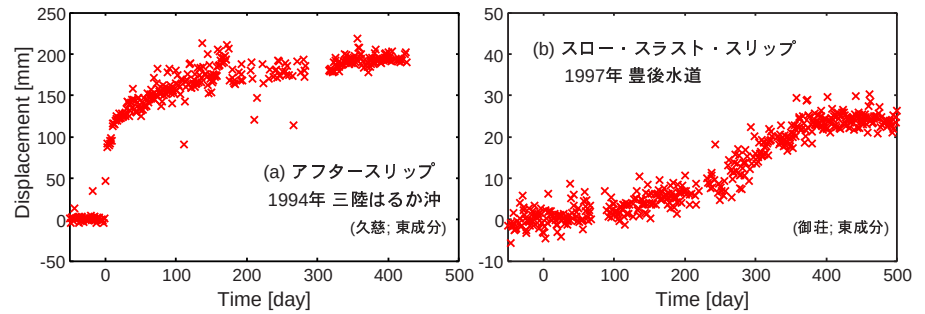


図 1: GPS 地表変位データ。(a) 1994 年三陸はるか沖地震時の afterslip; (b) 1997 年豊後水道 slow slip event。

1.2 すべてアスペリティの仕業か

決まった大きさや強度をもつアスペリティが断層面上に分布している。アスペリティの分布はほとんど時間変化しない (図 2)。

1.3 ブロック・バネモデルによる SOC

動力学的数値シミュレーションは例えば: *Carlson et al. (1991)*; *Kumagai et al. (1999)*。自発的に Gutenberg-Richter の関係が現れる (図 3, 図 4)。

しかし、「モデルの不連続性が効いている」 by *Rice (1993)*

1.4 連続モデルでは固有地震的な挙動

Tse and Rice (1986); *Rice (1993)* など: strike-slip 断層 (図 5)、*Kato and Hirasawa (1997)* など (図 6): 沈み込み帯逆断層をモデル化。基本的には、一定サイズの地震が規則的に発生する。

2 シミュレーション方法

半無限弾性媒質を仮定。*Kato and Hirasawa (1997)* の方法を 2 次元平面断層に拡張した。断層面を $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ のセルに分割。

2.1 準静的な力の釣り合い

$$\tau_i = \sum_j K_{ij}(V_p t - u_j) - \eta V_i \quad (1)$$

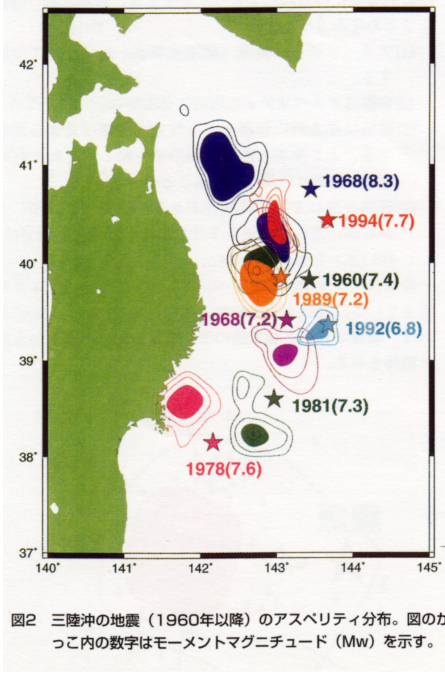


図 2: 菊地・山中 (2001)

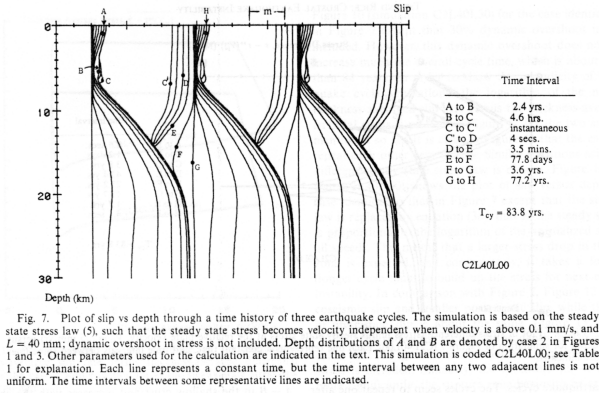


図 5: Tse and Rice (1986)

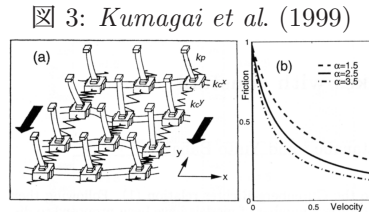


Figure 1. (a) Schematic diagram of the two-dimensional spring-block model (Otsuka [1971] with a modification). (b) Velocity-weakening curves for different α (see equation 4). We solved numerically the finite difference equation (3) by the Runge-Kutta method. The integration was begun with a slightly perturbed initial condition. We used the events occurring after an initial period during which clear transitions have subsided so that the statistics may not be influenced by the initial condition. The free boundary condition was adopted. The block configuration was fixed to 100×25 on the (x, y) plane. Throughout this study, σ in the equation (4) was fixed to 0.01.

Figure 2. (a) Magnitude-frequency diagrams for different α with fixed $l_x (= 1)$ and $l_y (= \sqrt{3})$. We indicate the b -values derived by the least-squares fits to trends in smaller magnitude ranges, which are shown by solid lines. (b) Stress drop distribution against magnitude calculated for the parameters given in Figure 2a. We only plot in Figure 2b their averages since the individual values scatter considerably. We define moment M_0 as potency [Ben-Menahem and Singh, 1981], i.e. $M_0 = \sum_{i,j} \delta U_{i,j}$ where $\delta U_{i,j}$ is the total slip of the n individual blocks for an event. We then calculated the magnitude M as $M = \frac{1}{15} \log M_0$. We define the shear stress $\sigma_{i,j}$ as the force acting on a block through the relevant springs: $\sigma_{i,j} = [l_y^2(U_{i,j+1} - 2U_{i,j} + U_{i,j-1}) + l_x^2(U_{i+1,j} - 2U_{i,j} + U_{i-1,j}) - U_{i,j}]$. We calculated the stress drop $\Delta\sigma$ as $\Delta\sigma = (1/n) \sum_{i,j} (\sigma_{i,j}(\tau_0) - \sigma_{i,j}(\tau_1))$, where $\sigma_{i,j}(\tau_0)$ and $\sigma_{i,j}(\tau_1)$ are the shear stress just before and after a rupture, respectively.

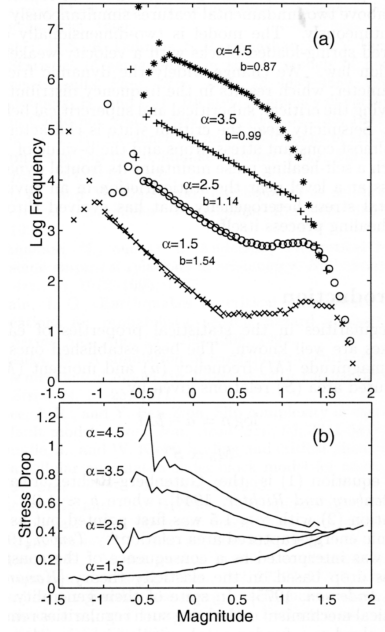


図 4: Kumagai et al. (1999)

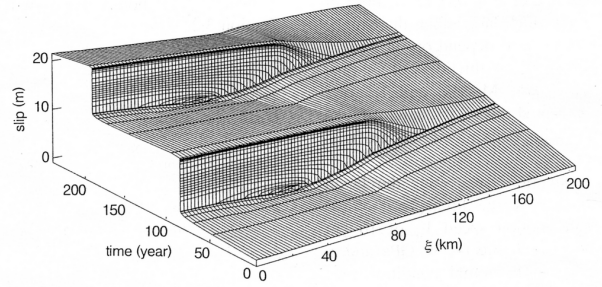


図 6: Kato and Hirasawa (1997)

すべり u は傾斜方向のみを考慮。 τ : shear stress. K は単位すべり量による応力変化; Okada (1992) を利用して計算。 V_p は駆動速度; 10 cm/yr. η は波動放射ダンピング係数: $G/2\beta$; G : 剛性率, β : S 波速度。

2.2 速度・状態依存摩擦則

(Appendix A も参照。)

$$\tau = \mu \sigma^{\text{eff}} \quad (2)$$

$$\mu = \mu_0 + a \ln(V/V_p) + b \ln(\theta V_p/L) \quad (3)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta V}{L} \quad (4)$$

● 高速すべり時のカットオフ (Tse and Rice, 1986)

$$\mu_{ss} = \mu_0 - (a - b) \ln(V_0/V + e^{-n}) \quad (5)$$

ここで、有効法線応力 $\sigma^{\text{eff}} = \sigma - p$; $\sigma = -\rho g z$, $p = -\rho_w g z_0$

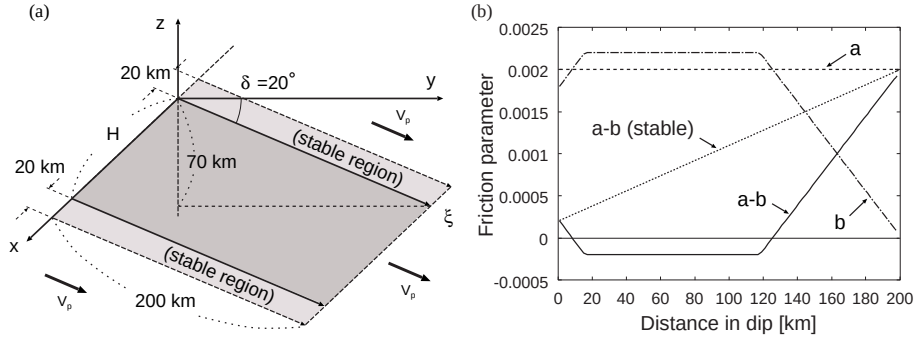


図 7: (a) モデルの geometry と座標軸の定義; (b) 摩擦パラメータの分布

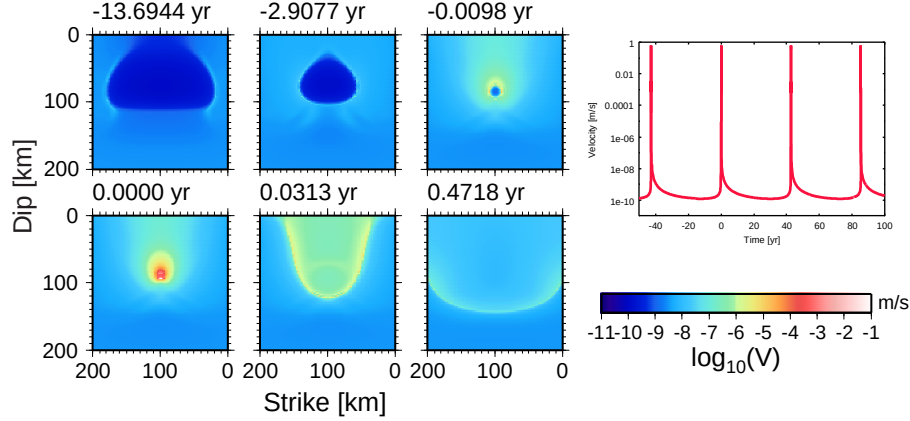


図 8: $H = 200$ km の場合のすべり速度のスナップショットと時系列

3 結果

地震発生帯の走向方向の大きさ (H) を変えた結果を示す。

基本的な挙動としては、地震発生帯 ($a - b < 0$ の場所) の上端と下端および、両横端 ($x = 0$ km, $x = H$ km) に応力集中が起こり、それが内側へゆっくりと伝播していく (以下 **preslip** と呼ぶ)。それらの front が会合した場所で高速すべり (**地震**) が発生する。地震後、破壊フロントが素速くまわりの領域に広がると共に、すべり速度が急速に低下する (**afterslip**)。

3.1 $H = 200$ km の場合

領域の中央部で規則的に地震が発生する (図 8)。Kato and Hirasawa (1997) と比べると、繰り返し周期は短い。これは Kato and Hirasawa (1997) では横からの preslip の伝播は無いのに対し、我々のモデルの場合はそれがああり、またその伝播が傾斜方向 (縦方向) に比べて速いので、それがイベントの周期を決めている。

$H \leq 400$ km で、このような規則的な挙動を示した。

3.2 $H = 1000$ km の場合

中央部以外の場所でもイベントが発生する (図 9)。イベント間隔やイベントのサイズも規則的ではない (図 10 参照)。イベント中の最大すべり速度が遅い **slow slip events** も発生した。

すべりイベントは、一つ前のイベントですべていない場所 (割れ残し) で発生する。

$H \geq 500$ km で、このような複雑な挙動を示した。

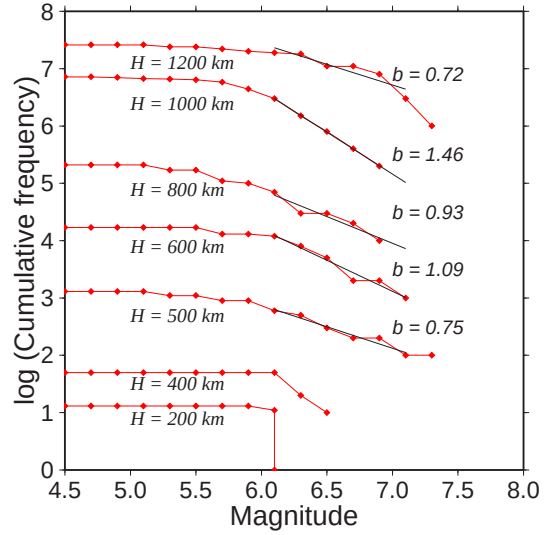
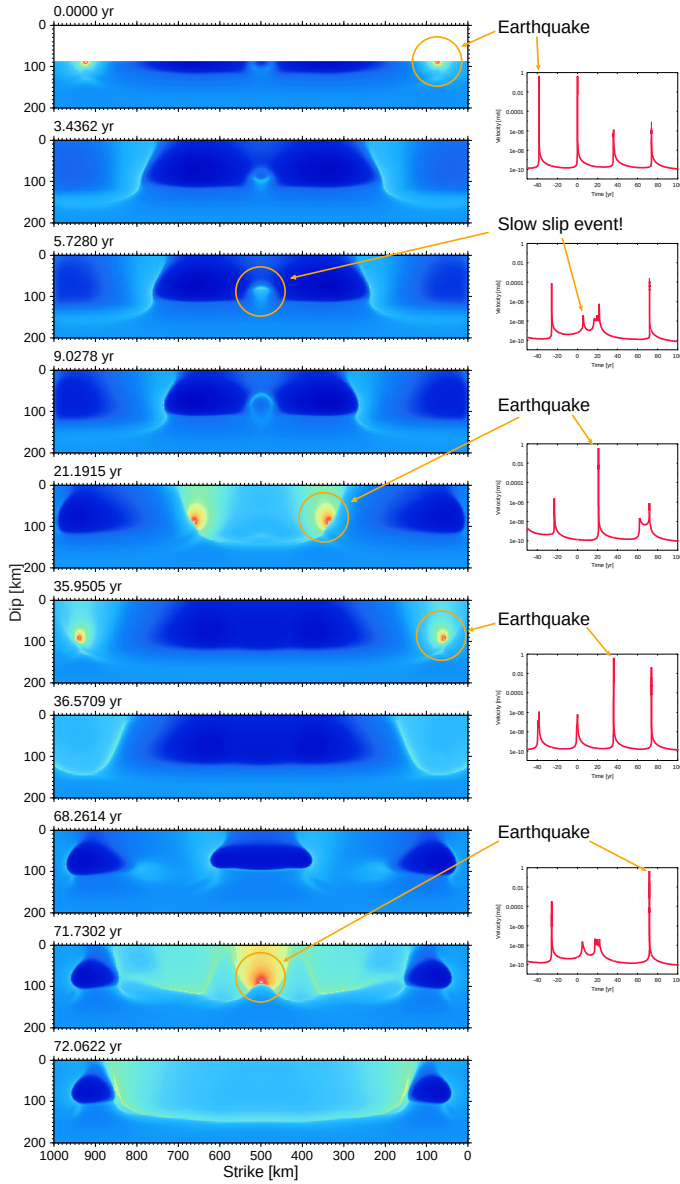


図 10: 地震の規模の頻度分布

図 9: $H = 1000$ km の場合のすべり速度のスナップショットと時系列

4 考察

4.1 挙動の遷移について

- 横からの preslip と、横への afterslip の伝播 (走向方向サイクル)
- 傾斜方向の preslip, afterslip

これら 2 方向のすべりのサイクルの兼ね合いによって挙動が決まる。(1) 規則的挙動; (2) 複雑な挙動。また、その遷移はシャープ。臨界サイズ H_c が存在するだろう。

$H < H_c$ の場合、走向方向のサイクルが卓越する。一度のイベントで全領域がリセットされるため、すべり残しもできない。

$H > H_c$ の場合、傾斜方向のサイクルも部分的に効くようになる。横方向にすべりが伝播している途中で縦方向から伝播してくるので、横方向に応力の不均質分布が形成される。そのため、全領域をすべらせるイベントが発生するのは非常に難しい環境になると考えられる。

なお、この系では、傾斜方向のサイクルが卓越することは起こり得ないようだ。それは縦方向にはすべりの不均質ができないことと関係しているだろう。次に述べる l_c に比べてある程度大きい空間スケールが必要なのだろう。

4.2 自発的な応力不均質の進展

一度すべった場所は、再びすべれるようになるまでには時間が必要。そのため、ある程度次に起こるイベントの大きさが、応力の不均質な分布によって規定される。Appendix B に書いたように、断層サイズ l と l_c との兼ね合いですべりの安定性が決まる。すなわち、応力の不均質分布がある場合、割れ残しのサイズで実効的な断層サイズとでも呼べるもの (l_{eff}) が決まり、これが次のイベントの挙動を決める。特に、 $l_{\text{eff}} \sim l_c$ の場合、slow slip event のように episodic な非地震性すべりが起こると考えられる。

面の凸凹 (アスペリティ) の分布のフラクタル性の起源か? (鶏が先か、卵が先か)

APPENDIX

A 摩擦則について

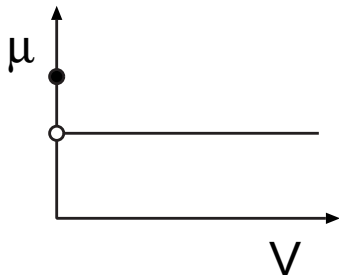


図 11: 静止摩擦, 動摩擦

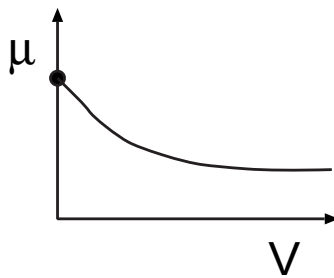


図 12: 速度弱化摩擦

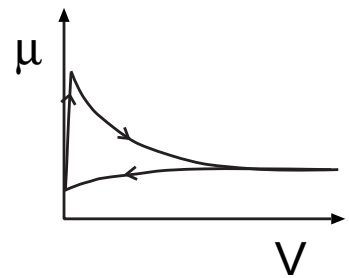


図 13: スティック-スリップ時の摩擦挙動

静止摩擦に比べて動摩擦が小さくないと、ズリッと動かない (図 11)。これに対し、摩擦力は速度に依存しているはずだ、という思い込みで $V = 0$ と $V > 0$ を滑らかにつないだモデルが図 12。ところがよくよく実験してみると、図 13 のように、 V のみに依存するわけではないことがわかった。そこで**状態変数 (state variables)**を導入し、履歴依存性を追加した。

B すべりの安定性と臨界断層サイズ

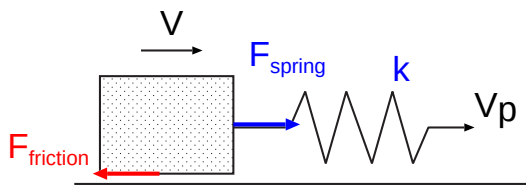


図 14: ブロック-バネモデル。記号の定義。

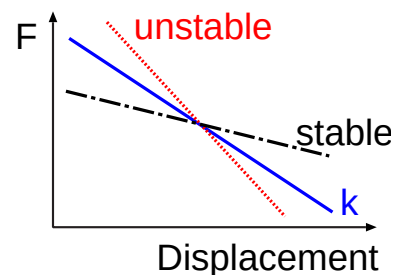


図 15: すべり量 vs. バネの力および摩擦力。

おもりに繋がったバネを、ゆっくりとした速度で引っ張る (図 14)。おもりがまさにすべり出した瞬間を考える。その場合、すべり速度 V は駆動速度 V_p に比べ十分速いので、 V_p は無視でき、バネの先は止まっていると考えることができる。

ところで、すべりにともない摩擦力が小さくならないと (**すべり弱化**)、おもりは動き出すことができない (図 15)。不安定すべりのためには、 $F_{\text{spring}} > F_{\text{friction}}$ となる必要がある。すなわち、距離 d だけすべったときに F_{spring} は kd

だけ小さくなるので、 F_{friction} がそれ以上小さくなれば良い。このような考察から、挙動の変化する**臨界バネ定数** k_c の存在することが分かり、 $k_c = -\frac{dF_{\text{friction}}}{du}$ と書けるだろう。

さて、ここでは**速度・状態依存摩擦則**を考えている。今度は $V = V_p$ の定常すべり状態を考える。この状態から、引っ張る速度を (少し) 増加させる。このとき摩擦応力の変化は $(d\tau/dV)V$ 程度。速度ステップ実験 (velocity step test) により、この摩擦応力低下は距離 L だけすべった後におこる。よって $k_c L = -(d\tau/dV)V$ (単位面積)。

この時臨界バネ定数は (Ruina, 1983):

$$k_c = -\frac{V}{L} \frac{d\tau^{\text{ss}}}{dV} = \frac{(b-a)\sigma}{L} \quad (6)$$

また、応力降下 (もしくはすべりによる応力の変化量) は:

$$\Delta\sigma = c\mu \frac{\bar{U}}{W} = c \frac{M_0}{SW} \quad (7)$$

(e.g., 宇津, 2001, c ~ 2)。単位すべり量あたりでは

$$\frac{\Delta\sigma}{U} = \frac{c\mu}{W} \equiv k \quad (8)$$

となるが、これが実効的バネ定数となる。つまり実効的なバネ定数が断層 (クラック) 長さで決まる。

ところでシミュレーションでは、セル (sub-fault) サイズでこの最小断層長さが決まる。断層長さ W が大きければ大きいほどバネ定数 (8) が小さくなることに相当する。長さ h^* 以上で不安定すべりの領域になる。

$$h^* = \frac{c\mu}{k_c} = \frac{c\mu L}{(b-a)\sigma} \quad (\because 6) \quad (9)$$

セルサイズの影響で挙動が変わってしまっては困る。よってセルサイズ h に

$$h < h^* \quad (10)$$

の条件が必要。 h^* を **臨界セルサイズ** という (Rice, 1993)。別の観点からは、これを核形成サイズ (nucleation size) と呼ぶこともある (Dieterich, 1986, 1992)。ここでは Dieterich (1992) にない l_c と表す。

まとめると、 $a-b < 0$ かつ $k < k_c$ or $l > l_c$ で**不安定すべり**がおこる。

参考文献

- Carlson, J. M., J. S. Langer, B. E. Shaw, and C. Tang, Intrinsic properties of a Burridge-Knopoff model of an earthquake fault, *Phys. Rev. A*, **44**, 884–897, 1991.
- Dieterich, J. H., Modeling of rock friction, 1, Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2161–2168, 1979.
- Dieterich, J. H., *A Model for the Nucleation of Earthquake Slip*, In *Earthquake Source Mechanics*, (Das, Boatwright, Scholz, eds.), Geophys. Monogr., **37**, American Geophysical Union, 37–47, 1986.
- Dieterich, J. H., Earthquake nucleation on faults with rate- and state-dependent strength, *Tectonophysics*, **211**, 115–134, 1992.
- Kato, N., and T. Hirasawa, A numerical study on seismic coupling along subduction zones using a laboratory-derived friction law, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **102**, 51–68, 1997.
- 菊地正幸・山中佳子, 既往大地震の破壊過程=アスペリティの同定, SEISMO, 2001 年 7 月号
- Kumagai, H., Y. Fukao, S. Watanabe, and Y. Baba, A self-organized model of earthquakes with constant stress drops and the b-value of 1, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2817–2820, 1999.
- Okada, Y., Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 1018–1040, 1992.
- Rice, J. R., Spatio-temporal complexity of slip on a fault, *J. Geophys. Res.*, **98**, 9885–9907, 1993.
- Ruina, A., Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10,359–10,370, 1983.
- Tse, S. T., and J. R. Rice, Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties, *J. Geophys. Res.*, **91**, 9452–9472, 1986.
- 宇津徳治, 地震学 (第 3 版), 共立出版, 2001.