

複雑系科学の視点からとらえた
地震の統計的研究

Statistical properties of earthquakes
in view of complex systems

2009年2月

早稲田大学理工学術院 先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻
統計物理学研究

蓮見 知弘

序

地震は、地殻内のさまざまな要素が密接に絡み合った結果発生する現象である。その複雑さゆえに、発生メカニズムやその背後にある物理過程には未解決の問題が数多く残っている。近年、高温高压下での岩石破壊実験や観測精度の向上により、断層表面の構造や作用している摩擦力の性質などが明らかになりつつあるが、その理論的枠組みの構築まではいたっていない。これに対して地震の統計的性質は、経験則（統計則）として広く知られている。例えば、地震の規模と発生頻度の関係 (Gutenberg-Richter (GR) law) や余震の減衰率の関係 (Omori law) がある。これらの経験則は、特徴的な物理量が定義できないべき則を示すため、地震が Bak らの提唱した自己組織化臨界現象であることを示唆している。

近年、地震のデータベースの整備が進み、地震の発生間隔と震源間距離に関する新しい統計則が提唱され始めた。特に Corral は発生間隔の確率密度関数が一般化されたガンマ分布にしたがい、地殻構造やマグニチュードの閾値によらないことを示した。しかし、マグニチュードの閾値に対する分布関数の変化について詳細な研究は行われていない。Abe and Suzuki は非加法的統計力学の観点から発生間隔と震源間距離の分布関数が Tsallis エントロピー最大の原理から導かれる q -exponential distribution にしたがい、分布を特徴づけている q -value の時空間の合計が $q_t + q_r \sim 2$ という経験則を提案した。

地震の統計的性質を議論する際には、統計をとる上で十分なデータ数の確保や観測精度の限界という問題に直面する。そのため、数理モデルの解析結果からの類推も同時に行われている。例えば、Burridge and Knopoff によって提案されたばねとブロックをつなげたモデル (以後 BK モデル) は断層の相対運動を stick-slip 運動とみなす力学モデルである。このモデルは、GR law の定性的再現を示した Carlson and Langer の研究以降注目を集め、今日までモデルの精密化を中心に多くの研究が行われてきた。しかし、数理モデルとして位置づけを重視するあまり、地震現象との比較やモデルを特徴づけるパラメータの最適化、上述したような近年の地震統計則の枠組みの提案については十分な議論が行われていない。

そこで本論文では、日本・南カリフォルニア・台湾の地震データおよび 2 次元 BK モデルから作成した理論データを解析することによって、非線形・非平衡物理学の観点から地震現

象に対する新しい見方を提案することを目的とする。特に、発生メカニズムの詳細が不確定要素として残っているにもかかわらず、統計的性質というマクロな側面から現象をとらえる複雑系科学の視点に主眼をおく。

目次

第1章 本研究の背景と動機	1
1.1 地震学で提唱された統計的性質	1
1.1.1 地震の規模と発生頻度の関係	2
1.1.2 余震に関する公式	4
1.2 自己組織化臨界現象と地震	5
1.2.1 砂山モデル	5
1.2.2 ばねブロック (BK) モデル	6
1.2.3 Olami-Feder-Christensen (OFC) モデル	9
1.3 非加法的統計力学と地震	11
1.3.1 地震の発生間隔の統計的性質	11
1.3.2 地震の震源間距離の統計的性質	13
1.4 地震の発生間隔の統計的性質	13
1.4.1 interoccurrence time の統計的性質	14
1.4.2 recurrence time の統計的性質	16
1.4.3 発生間隔を記述する分布関数	17
1.5 震源間距離に関する性質	21
1.6 断層面に作用する摩擦の構成法則	22
1.6.1 すべり変位依存の構成法則	22
1.6.2 すべり速度弱化の摩擦構成則	23
1.6.3 すべり速度・状態依存の摩擦構成則	23
1.7 本論文の目的	24
第2章 Burridge-Knopoff モデルと地震カタログデータベース	27
2.1 2次元の Burridge-Knopoff モデル	27
2.1.1 モデルの概説	27

2.1.2	破壊の伝搬過程	30
2.1.3	マグニチュードの分布	31
2.1.4	破壊面積の分布	33
2.2	地震カタログ	34
2.2.1	気象庁 (JMA) 1 元化データベース	35
2.2.2	南カリフォルニア (SCEDC) データベース	36
2.2.3	台湾中央気象局 (CWB) データベース	37
2.3	本章のまとめ	37
第 3 章	地震のモデルにおける発生間隔の統計的性質	39
3.1	序論	39
3.2	結果	41
3.2.1	摩擦パラメータ α の依存性	41
3.2.2	剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 の依存性	43
3.2.3	マグニチュードのしきい値 m_c 依存性	45
3.2.4	システムサイズ依存性	46
3.3	議論と考察	48
3.3.1	最適パラメータの推定	48
3.3.2	地震の前兆現象との関係	50
3.4	本章のまとめ	52
第 4 章	地震のモデルにおける地震の震源間距離の統計的性質	53
4.1	序論	53
4.2	結果と考察	55
4.2.1	摩擦パラメータ α 依存性	56
4.2.2	剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 依存性	56
4.2.3	マグニチュードのしきい値 m_c 依存性	59
4.2.4	システムサイズ依存性	60
4.2.5	時空間の q -value に関する conjecture	61
4.3	本章のまとめ	62

第 5 章 地震のモデルの発生間隔が示す Weibull - log Weibull 転移	63
5.1 序論	63
5.2 解析手法と分布関数	65
5.3 結果	68
5.3.1 摩擦パラメータ α 依存性	69
5.3.2 剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 依存性	71
5.3.3 システムサイズ依存性	73
5.4 議論と考察	75
5.4.1 log-Weibull 分布の役割	75
5.4.2 Weibull 分布の発生機構	77
5.5 本章のまとめ	78
第 6 章 地震の発生間隔が示す Weibull - log Weibull 転移	79
6.1 序論	79
6.2 データの解析手法と分布関数	80
6.3 結果	84
6.4 議論と考察	90
6.5 本章のまとめ	93
第 7 章 Weibull - log Weibull 転移の地球科学的解釈	95
7.1 序論	95
7.2 データの紹介と解析手法	96
7.3 結果	98
7.4 議論と考察	104
7.5 本章のまとめ	106
第 8 章 まとめと展望	107
8.1 本研究のまとめ	107
8.2 今後の展望	109
付 録 A 日本の 14 地域のデータ解析結果	113
付 録 B 南カリフォルニア地震データの解析結果	141

付 録 C 台湾の地震データの解析結果	143
謝辞	145
研究業績	147
参考文献	153

第1章 本研究の背景と動機

古くから地震は、自然現象の中でも恐れられ、関心が高い現象の1つであった。地震発生のメカニズムの解明については現在においても発展途上の段階にある。例えば、高温高圧下の断層面に働く摩擦力の性質、地震波を用いた断層面の形状の推定といった研究が進んでいる。これに対して、地震の集団としての性質(統計的性質)については、古くから経験則として知られていものが多い。そして、物理学・統計学・複雑系科学の進展に伴って経験則の種類も多様化し、臨界状態との関係やスケーリング則の提案などが行われてきた。この章では、地震の統計的性質の歴史的な概観と、近年の物理学の進展がこれらの統計則にどのような影響を及ぼしたかについて説明する。

1.1 地震学で提唱された統計的性質

地震という言葉には、「ゆれ」と「発生源(震源)」という2つの意味がある。地震の規模を表す物理量としてマグニチュードがよく利用されるが、その定義はさまざまである。以下に代表的な定義をあげる。

- 地震波の振幅を用いた定義
 - － Richter マグニチュード (1935): Wood Anderson 式地震計の最大振幅を基に震源からの距離で補正する。この補正項はしばしば校正関数と呼ばれている。
 - － 表面波マグニチュード (1945): 地震計が観測する表面波の最大振幅と校正関数を用いて決める。浅発地震に用いられる。
 - － 実体波マグニチュード (1945): P波の上下振動、S波の水平振動などの主要な振幅の最大値をその振動の周期の比で決める。
 - － 気象庁のマグニチュード (1954): Weichert 地震計の最大振幅と震源からの補正で定義する。

- 地震波を使わない定義

- モーメントマグニチュード (1977): 地震を断層運動に伴うエネルギーの解放と考えると、地震の発生は2つの偶力がカップルによって発生していることと理論的に等価であることが示された。これにより偶力のモーメントからマグニチュードが定義する。
- 津波マグニチュード (1981): 観測された津波の高さと伝播距離から定義される。地震波を用いたマグニチュードでは観測されにくい周波数の短い地震 (低周波地震) の場合に用いられる。

現在ではモーメントマグニチュード M_w が広く使われ、その定義は $M_w = \mu DS$ である。ここで、 D は地震発生時のすべり量、 S は断層面の面積、 μ は剛性率と呼ばれる弾性係数である。

1.1.1 地震の規模と発生頻度の関係

地震の統計則として最も代表的なものが、地震の規模と発生頻度の関係である。先に述べたように、地震波の振幅で地震の大きさを評価していたため、経験則も地震波の振幅に関するものが出発点となっている。

Wadachi の式

Wadachi は地震のエネルギー E を振幅から見積もることで地震のエネルギーの確率分布が

$$P(E) \propto E^{-w} \quad (1.1)$$

というべき分布で表されることをはじめて示した。ただし、この式は震源距離 r における地震波の振幅 A が $A \propto \sqrt{E}e^{-kr}/r$ で表すことができるという仮定から導出している。ここで、 k は吸収係数と呼ばれる定数である。 $k = 0$ のとし、東京周辺の地震データを解析した結果、指数は $w = 2.1$ である。

Ishimoto-Iida の式

Ishimoto and Iida は、地震波の最大振幅 a の頻度分布が

$$n(a) = ka^{-m} \quad (1.2)$$

のべき則の関係を示し、1935年から1938年の1635個の地震データを用いて指数 m を $m = 1.74$ と決めた。この式は最大振幅が a から $a + da$ までの度数を $n(a)da$ としたときの表現であるが、最大振幅が a 以上の度数 $N(a)$ を用いると

$$N(a) = Ka^{-(m-1)} \quad (1.3)$$

のように書き換えることができる。

Gutenberg-Richter (GR) law

Richter は、上記で定義した Richter マグニチュードを導入する際にマグニチュードを小さくしていくと頻度が急増することに気づき、その上昇の仕方が指数関数的であること、つまり、

$$\log_{10} n(m) = a + bm \quad (1.4)$$

と記述できることを示した。この式の $n(m)$ はマグニチュードが $[m - \Delta m/2, m + \Delta m/2]$ の間に含まれる地震数である。彼らは、 $\Delta m = 0.1$ とするとき、 $b = 0.88$ (南カリフォルニア)、 $b = 1.12$ (全世界) を示した。この関係式は Gutenberg-Richter (GR) law と呼ばれている [1]。この GR law はモーメントマグニチュードでも成立するため、地震の統計則としてもっともよく知られている。(1.4) 式中のパラメータのうち a は地震活動度を、 b はデータ解析期間や解析領域に依存するものの $b \sim 1$ である。GR law は、マグニチュード m が1大きくなるとその発生頻度が $1/10$ であることを意味している。

Kagan の式

Kagan は、測定可能な地震のモーメントこそが複数の定義を持たず重要であるという立場から、GR law を地震のモーメント (M_0) とその発生頻度 (n) の関係として

$$\log_{10} n = \alpha - \beta M_0 \quad (1.5)$$

を提唱した。世界中の浅い地震を解析すると、 β は、 $\beta = 0.60 \pm 0.02$ となり、発生場所や使用したデータの年月によらない普遍的な指数であることを明らかにした [2]。モーメントマグニチュード M_w とモーメント M_0 との間には、 $\log M_w = M_0/1.5 + 9.1$ の関係から、GR law の b と β との間には $b = 1.5\beta$ という関係式が成立する。これにより、 $\beta = 0.60$ は $b = 0.90$ と等価である。

1.1.2 余震に関する公式

大地震のあとには、その規模に準ずるような地震が本震の震源周辺で大きく発生する。このような地震の総称を余震という。

Omori law

Omori は2つの大きな地震に対する余震の様子から、余震の発生率 dN/dt と本震からの経過時間 t との間に

$$\frac{dN}{dt} \sim t^{-p} \quad (1.6)$$

の関係があることを見いだした [3]。 p は p -value とよばれ、 $p \sim 1.2$ である。この経験式は Omori law と呼ばれている。

改良大森公式

Utsu はこの大森公式を定数 K, c を用いて次のように拡張した [4]。

$$\frac{dN}{dt} = K(c + t)^{-p} \quad (1.7)$$

ただし c は特性時間, K は定数である。この式は改良大森の公式と呼ばれ、現在の余震活動の予測に使われている。余震活動の予測は、2次災害の被害を最小限に食い止めるという観点から多くの研究が行われている。

Båth law

余震のもう1つの経験則として、最大余震のマグニチュードと本震マグニチュードとの差が $\Delta m \approx 1.2$ であるという Båth law [5] がある。地震学では最大余震の特定にこの経験則が用いられる。

Omori law は、発生率がベキ則にしたがっているため余震が完全になくなるまでには無限時間かかり、本震周辺で発生した地震のどこまでを余震とするのかという判断が難しいことを意味している。つまり、余震の厳密な定義がないことが余震の研究の最大の問題となっている。このことから、余震に関する多くの研究は、余震の判定の手法 (地震学では declustering と呼ばれている) を仮定した上で統計的性質を議論するのが一般的である。現在では、window

法 [6]、Reasenbergs の方法 [7]、確率的手法 [8] などがある。このような数々の手法が検討される背景として、本震の地震波と余震の地震波が重なり区別がつかないため、本震発生直後の余震が、地震カタログには記録されていないことがあげられる。

1.2 自己組織化臨界現象と地震

Bak, Tang, and Wiesenfeld は、エネルギーの流入と流出のある系 (非平衡開放系) において、自己組織化臨界現象 (self-organized criticality: SOC) と呼ばれる概念を提唱した [9, 10]。この概念は、非平衡開放系では、外部のパラメータを調節しなくても物理量の分布がベキ則にしたがうような臨界状態へと時間発展していくというものである。彼らは砂山モデルと呼ばれる簡単な理論モデルを解析し、なだれサイズとその頻度の分布がベキ則になることを根拠に、SOC の概念は簡単な相互作用を取り込んだモデルで説明することができ、初期値やパラメータに依存しないことを示した [11]。彼らは、なだれの大きさを地震の規模に置き換えると、この分布は GR law に相当すること、地殻がプレートに運動に伴うひずみエネルギーの流入と地震発生に伴うエネルギーの開放がある非平衡開放系であることから、地震が自己組織化臨界現象ではないかと結論づけた。この概念を受けて、砂山モデルや第2章で概説する BK モデルなどの地震のモデルが多く提案され、GR law や Omori law といった地震の統計的性質が議論されるようになった。

1.2.1 砂山モデル

Bak, Tang, Wiesenfeld は自己組織化臨界現象を説明する上でのモデルとして砂山モデル (sand-pile model) [BTW model] を提唱した。このモデルは2次元格子状の各サイトに物理量 (砂) z を配分する。その量は単位時間ごとに徐々に増えていき、ある限度 (しきい値) を超すと破壊 (なだれ) を起こす。その際、破壊を起こしたサイトの z は減少し、その周りの z が増える。場合によっては、このなだれが連鎖的に発生することでシステム全体に影響を及ぼす場合もある。彼らは、なだれの大きさを E とその頻度 N の関係について調べた。

実際のシミュレーションでは、 $L \times L$ の格子において、サイト (i, j) の物理量 z を $z(i, j)$ と表記する。初期条件 $z = 0$ とする。各時間ステップごとに、ランダムに1カ所を選び (ここではサイト (i, j)) そこに1を加える。つまり、

$$z(i, j) \longrightarrow z(i, j) + 1 \quad (1.8)$$

とする。このとき、 $z(i, j)$ があるしきい値 z_c (たとえば3) を超えないときには、次のステップに進むが $z(i, j) > z_c$ の場合は

$$z(i, j) \longrightarrow z(i, j) - 4 \quad (1.9)$$

のように、その点は破壊して値が4減少するものの、周りの格子に1ずつ分配されるルール

$$z(i \pm 1, j) \longrightarrow z(i \pm 1, j) + 1, \quad z(i, j \pm 1) \longrightarrow z(i, j \pm 1) + 1 \quad (1.10)$$

を決める。破壊されたサイトの数 E は1つの場合もあるが、その影響が連鎖反応を引き起こし E はシステム全体に広がる場合もある。破壊の開始点はあるサイトがしきい値 z_c を超えた瞬間、破壊終了点はすべてのブロックの連鎖反応が止まった点で定義する。このときの E の頻度分布は $\sim E^{-1}$ となりベキ則にしたがうことを示した。

その後、分配のルールに確率を入れたり [12]、長距離相互作用を取り込む [13, 14, 15] といった拡張が行われ、これらの場合にもなだれサイズの分布がベキ則になることは確認されている。なかでも、Chen *et al.*, は BTW model に長距離相互作用 (long-range interaction) を取り込んだモデル [Long Range Connective Sandpile (LRCS) model] を提案した [13]。このモデルの特徴は、分配される4つの最近接格子のうちの1つが確率 p で、異なる点に分配箇所が切り替わる。そして、 p の大きさは、1つ前のイベントサイズの大きさに比例して決める。このモデルから得られる統計的性質と砂山モデルとの結果との最大の違いは、大きななだれの前の統計則が変化するという前兆現象を確認することができる。例えば、なだれサイズのベキ指数の変化や、系を特徴づける臨界状態を z の平均値が大きなイベントの前に変化することが報告されている [15]。

1.2.2 ばねブロック (BK) モデル

本研究で扱う地震のモデルはばねとブロックをつなげた spring-block model と呼ばれるもので 1967 年に Burridge and Knopoff によって提案された [16]。本論文では以後このモデルを BK モデルと表記する。彼らの論文は、実物実験とシミュレーションで構成されている。実物実験では、10個のブロックをばねで直列につなぎ、1つのすべりの間に散逸したエネルギーの度数分布において $\sim E^{-1}$ を示した。シミュレーションでは、図 1.1 に示したように左右のブロックの他に上面とのプレートともばねをつないだモデルの解析を行った。この系も自己組織化臨界現象を示唆するような結果を導き出す。本研究で扱う2次元系の詳細につ

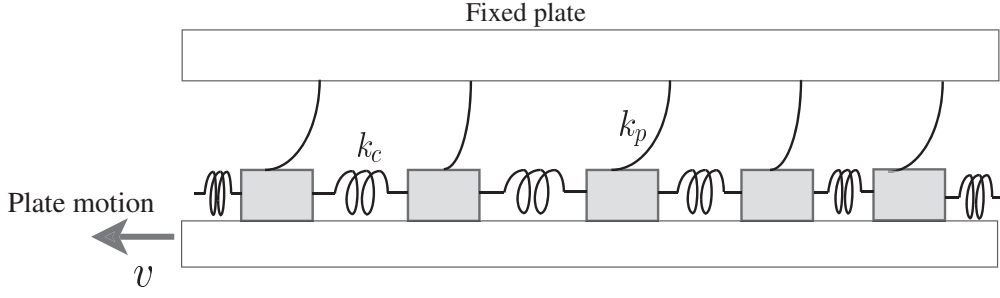


図 1.1: 1次元 BK モデルの模式図

いては第2章にゆずり、ここでは1次元モデルを通してBKモデルの考え方や主な研究について振り返る。

1次元のBKモデルの模式図を図1.1に示す。このモデルは断層の相対運動を stick-slip 運動とみなす力学モデルである。上面のプレートは固定しており、下面のプレートを等速 v で動かす。 i 番目のブロックの変位を u_i の運動方程式は

$$m\ddot{u}_i = k_c(u_{i-1} + u_{i+1} - 2u_i) - k_p u_i - F(v + \dot{u}_i) \quad (1.11)$$

と書ける。ここで、ドットは時間の微分を表し、 m はブロックの質量、 k_p および k_c はばね定数である。 $F(v + \dot{u}_i)$ はブロックの速度とプレートの速度に依存する摩擦力である。この摩擦力は静摩擦力と動摩擦力で構成され、静摩擦力は最大摩擦力 F_0 まで自由に値をとることができるのに対して、動摩擦力は $F \rightarrow 0$ ($\dot{u} \rightarrow 0$) であると仮定する。Carlson and Langer は摩擦に唯一の非線形性を加えて、この運動方程式の解析を行った。その結果、一様な初期条件のもとでは、ブロックは周期的な stick-slip 運動をするのに対して、初期値にわずかな不均一性を加えると、摩擦の非線形性の影響を受けてカオス的な挙動を見出した [17, 18]。

ここで、ブロックに作用する力 $F_i = k_c(u_{i-1} + u_{i+1} - 2u_i) - k_p u_i$ を砂山モデルの z に、最大摩擦力 F_0 をしきい値 z_c に対応させるとBKモデルと砂山モデルのダイナミクスは似ている。つまり、BKモデルでは $F_i > F_0$ となったときに地震の発生、すべてのブロックのすべりが止んだときを、地震の終了とみなせる。このモデルは砂山モデルのような Cellular Automaton (CA) 法での解析も行われており [19, 20]、その詳細は1.2.3で述べる。

まず、1次元系での破壊の伝搬過程の例を図1.2に示す。この図は、ブロックの数を $N = 256$ とし、摩擦関数の項を固定した状態でばね定数の比を変えたものである。(a), (b), (c) の順に $k_c/k_p = 9, 36, 100$ となっている。また、図中の赤い箇所がすべっているブロックを表して

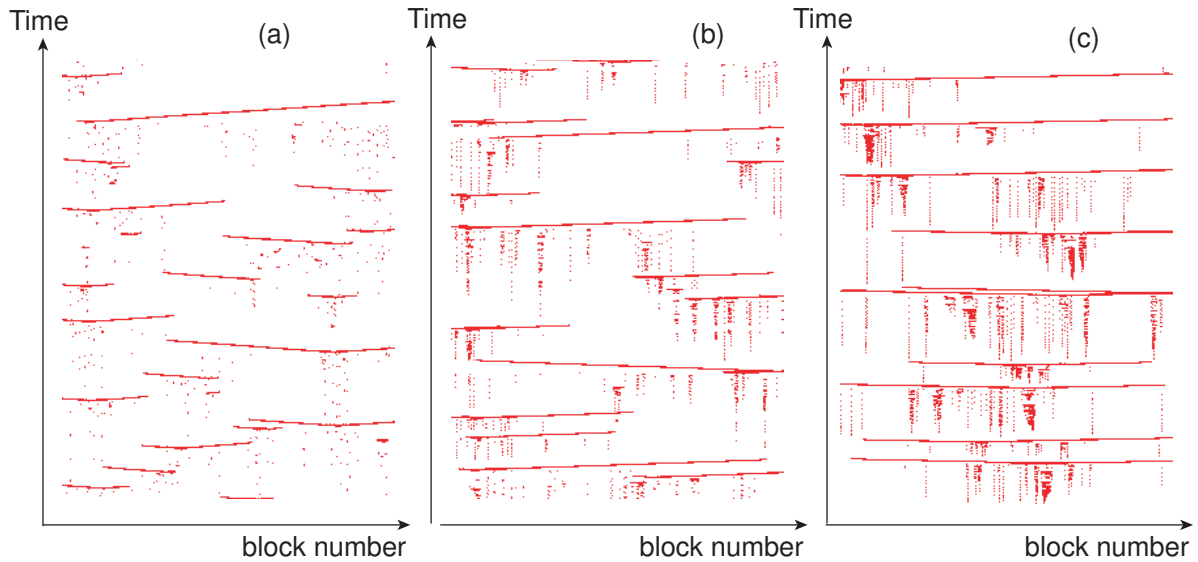


図 1.2: 1次元 BK モデルにおける破壊の伝搬過程。(a) $k_c/k_p = 9$, (b) $k_c/k_p = 16$, (c) $k_c/k_p = 100$ 。ブロックの数は256個である。赤い点はすべっているブロックを表している。

いる。この図から、小さな規模の地震イベントが多く発生した後に、系全体がすべるような地震イベントが発生していることがわかる。つまり、このモデルでは大地震の後の「余震活動」を再現することができず、むしろ大きな地震の前の「前震活動」が確認できる。また、ばね定数の比を大きくしていくと、システム全体のブロックが同時に動く場合が多くなり、ブロックの挙動は剛体的になっているといえる。

つぎに BK モデルで発生した地震の統計則について述べる。砂山モデルでは破壊のブロックの数をエネルギー E とみなした。このモデルでは、地震のマグニチュード m を $m = \log \Delta u / 1.5$ と定義する [21]。 Δu は1回の地震ですべったブロックのすべりの合計である。連鎖反応を繰り返し、すべったブロックの数が多ければ Δm は大きくなる。地震学ではモーメントマグニチュードが、断層運動のすべり量に比例していることもあり、BK モデルではこの定義を使うことが多い。この定義のもとマグニチュードと発生頻度の分布は、大部分の場合マグニチュードの小さい領域でのべき的減衰と、マグニチュードが大きい領域でのピークから構成される。直線領域では、その傾きが GR law の b に相当するが、マグニチュード領域は狭く、その値は $b \sim 1.5$ となり実際の $b \sim 1$ を再現することはできない。また、マグニチュードが大きい領域でのピークはある固有のマグニチュードの地震が多く発生するということを意味している。地震学では、このような地震のことを固有地震と呼び [22]、単一の

断層において準周期的に発生する大地震を指すことが多い。しかし、ピークの存在が本質的かどうかについては、データが少ないためまだ議論の最中である。

Carlson and Langer の研究の最大の成果は、地殻構造の不均一性をも無視したモデルあるにも関わらず（パラメータに乱数などを取り込まなくても）地震の統計則である GR law に類似したベキ則を限られたマグニチュードの領域ではあるものの、取り出せることに成功した点にある。これは、GR law が地殻の構造によらず成立する経験則であると同時に、BK モデルは自己組織化臨界現象的な振る舞いをすることを意味している。しかし、マグニチュードの大きい所に生じるピークは一部のパラメータや乱数を与えると消えることから、外部パラメータの調節でベキ則にしたがう領域が変化するという事実もある。ゆえに、このモデルで発生する地震は真に自己組織化臨界現象ではなく、固有性の影響が大きく残っているため、地震が臨界現象であるのか、固有性を持っているのか、このモデルからは判断することは難しい。

このモデルは Carlson and Langer の数値計算以降、多くの研究が行われてきた [23, 24]。特に、摩擦の性質の変化、断層面の不均一性の考慮、2次元系への拡張、長距離相互作用のとりこみなどが行われ、それぞれについてマグニチュード分布をはじめとするモデル固有の性質を調べたり、地震の統計則の再現やこれまでのモデルとの比較、修正箇所が統計則に与える影響などが主な研究対象であった。

1.2.3 Olami-Feder-Christensen (OFC) モデル

先の砂山モデルおよびBK モデルとの1番の違いはエネルギーの散逸の有無にある。砂山モデルでは、システムの境界からのみエネルギーが散逸するのに対して、BK モデルでは各ブロックが摩擦力のする仕事という形でエネルギーが散逸する。この中間となるモデルが Olami-Feder-Christensen (OFC) モデル [25] である。OFC モデルは2次元系であるが、このモデルの着想には1次元BK モデルの CA 版の考えが使われていた。

1次元BK モデルの CA 版は、砂山モデルからの類推から構成されている。砂山モデルにおける物理量 z をブロックに作用する力 F_i とみなす。すると、 $z \leq z_c$ が $F_i \leq F_0$ にあたり、地震は発生せず次のステップに進む。これに対して $z > z_c$ つまり $F_i > F_0$ となると地

震が発生する。このときの分配ルールを次のように設定する [19]。

$$F_i > F_0 \rightarrow \begin{cases} F_i \rightarrow 0. \\ F_{i\pm 1} \rightarrow F_{i\pm 1} + \frac{\Delta}{Z} F_i = F_{i\pm 1} + \frac{k_c}{k_p + 2k_c} F_i, \end{cases} \quad (1.12)$$

ここで Δ は、開放されるエネルギーに対する分配されるエネルギーの比で、 Z は最近接格子点の数で1次元の場合は $Z = 2$ である。 $\Delta = 1$ で $\sum F_i$ が保存しているが、 $\Delta < 1$ で $\sum F_i$ は減少する。 $k_p = 0$ のときが1次元の砂山モデルに対応する。

Olami, Feder, and Christensen はこの考えを2次元のBKモデルに適用することで Olami-Feder-Christensen (OFC) モデルを提案し、砂山モデルとBKモデルの間をつないでいる [25, 26]。このモデルは2次元格子状に配列されたブロックがあり、 x 方向にはばね定数 k_c^x のばねで、 y 方向にはばね定数 k_c^y のばねで、上面のプレートとは k_p のばねでつながれている。サイト (i, j) のブロックにかかる力は $F_{i,j} = -k_c^x(u_{i+1,j} + u_{i-1,j} - 2u_{i,j}) - k_c^y(u_{i,j+1} + u_{i,j-1} - 2u_{i,j}) + k_p u_{i,j}$ である。 $F_{i,j} \leq F_0$ であれば地震のイベントはおこらず次のステップに進む。その一方で、 $F_{i,j} > F_0$ となると地震が発生し、力が次のように分配される。

$$F_i > F_0 \rightarrow \begin{cases} F_{i,j} \rightarrow 0. \\ F_{i\pm 1,j} \rightarrow F_{i\pm 1,j} + \Delta F_{i,j} = F_{i\pm 1,j} + \frac{k_c^x}{2k_c^x + 2k_c^y + k_p} F_{i,j} = F_{i\pm 1,j} + \alpha_1 F_{i,j} \\ F_{i,j\pm 1} \rightarrow F_{i,j\pm 1} + \Delta F_{i,j} = F_{i,j\pm 1} + \frac{k_c^y}{2k_c^x + 2k_c^y + k_p} F_{i,j} = F_{i,j\pm 1} + \alpha_2 F_{i,j} \end{cases} \quad (1.13)$$

特に、 $\alpha_1 = \alpha_2$ では等方的なモデルに、 $\alpha_1 \neq \alpha_2$ で異方的モデルに相当する。 $\alpha_2 = 0$ で1次元BKモデルのCA版に帰着する。また、 $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.25$ のとき力の散逸がない保存系となり、 $\alpha_1, \alpha_2 < 0.25$ で非保存系になる。彼らは、 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ の条件の下で、初期条件にランダム性を取り込んで数値計算を行い、これまでの砂山モデルと同様なだれのサイズ分布がベキ則にしたがい、そのベキ指数は α に依存していることを示した [25]。また、発生間隔の分布については大きな地震はベキ則にしたがうのに対して、小さい地震は指数分布にしたがう性質を示す [26]。このモデルでは、決定論的な方程式を解析しており、砂山モデルのような確率的要素もなければ、BKモデルの運動方程式のような非線形項もない。それにも関わらず、系はカオス的な挙動を生み出しなだれのサイズはベキ分布にしたがうという性質を持っている。

この OFC モデルは、マグニチュード分布 [27] や発生間隔の統計則に関する研究 [26, 28, 29, 30]、その後、前震および余震の再現 [31] や震源のネットワーク構造 [32, 33] などの地震の統計則の検証に広く使われるようになった。また粘性効果の取り込みも行われており [34, 35]、

現在ではもっとも汎用性の高い地震のモデルとして位置づけられている。しかし、OFC モデルは、BK モデルと異なり、分配のルールがシンプルであるがゆえに、岩石破壊実験から得られるような摩擦力が導入できないこと、慣性を考慮していないという短所を持っている。そのため、BK モデルよりもより理想的なモデルであるといえる。

1.3 非加法的統計力学と地震

Gibbs と Boltzmann が構築してきた統計力学で要請されているエントロピーの加法性は、システムをある有限の構成要素に分解したとき、それらが統計的に独立であることを意味している。つまり、ある 1 つの要素でおこった事象に対して、他の要素はいっさい影響を受けない。しかし、実際の物理現象を考えると長距離の相互作用（クーロン力や重力）が存在していると考えられ、Gibbs-Boltzmann の統計力学には適用範囲に限界があることがわかる。Tsallis はエントロピーの加法性という概念を破る形で、エントロピーを 1 つのパラメータ q を用いて拡張し、長距離相互作用のあるシステムにおける統計力学の枠組みの構築を試みた [36]。この拡張されたエントロピーは Tsallis エントロピーとよばれ、そのエントロピーから構築された統計力学は非加法的統計力学 (non extensive statistical mechanics) といわれている。この非加法的統計力学は現在でもその枠組みの構築が行われている最中であり、長距離相互作用を持つ系ひいては複雑系に潜む統計的性質を統一的に理解する枠組みとして期待されているものである。

本節では、非加法的統計力学そのものではなく、その統計力学を出発点として得られた地震の統計的性質について概説する。例えば、GR law の拡張 [37, 38, 39]、発生間隔の統計則 (interoccurrence time statistics) [40, 41]、震源間距離の統計則 (epicenter interval statistics) [41, 42]、震源のネットワークの性質 (complex network) [43] などがある。以下では、本論文で関係のある発生間隔および震源間距離の統計則の研究について概要を説明する。

1.3.1 地震の発生間隔の統計的性質

地震現象に非加法的統計力学の発想を導入したのは、Abe and Suzuki の発生間隔の研究に始まる。彼らは、日本と南カリフォルニアの地震データを解析し発生間隔を calm time と呼んだ [40]。例えば n 番目の calm time τ_n は $n, n+1$ 番目の地震の発生時間を t_n, t_{n+1} を用いて $\tau_n = t_{n+1} - t_n$ と定義する。そして 2001 年から 2004 年までに発生した地震の、calm time

のサバイバル分布 (彼らはこれを累積確率分布と書いている) $D(\tau) = \text{prob}(t > \tau) = 1 - P(\tau)$ ($P(\tau)$ は累積確率分布) がベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) にしたがうことを発見した。つまり、

$$D(\tau) = \frac{1}{(1 + \epsilon\tau)^\gamma} \quad (1.14)$$

が近似曲線として、もっともふさわしいということを示した。これは、Omori law とは異なる地震の発生間隔に関するベキ則を提唱した。ここで ϵ, γ は正のパラメータである。この分布関数は次のように書き換えることができる。

$$D(\tau) = \frac{1}{(1 + \epsilon\tau)^\gamma} = e_q(-\tau/\tau_0) = [(1 + (1 - q_t)(-\tau/\tau_0))^{\frac{1}{1-q_t}}]_+ \quad (1.15)$$

この式の τ_0, q_t は正のパラメータで、それぞれ特性時間、エントロピーインデックス (Tsallis エントロピーを特徴づけるパラメータ) ある。 $e_q(x)$ は q -exponential distribution と呼ばれるものである。先行研究において、Tsallis エントロピーが最大であるという条件から q -exponential distribution が導びくことができることが示されている [36]。また $e_q(x)$ は $q \rightarrow 1$ の極限で指数分布に収束する。 $q > 1$ のときにはベキ分布となり、指数分布よりもゆっくり減衰するが、 $q < 1$ のときには q を小さくするにつれて分布の減衰は急になる。 $q > 1$ のときには $\epsilon, \gamma, \tau_0, q_t$ の4つのパラメータには、

$$\gamma = \frac{1}{q_t - 1}, \quad \epsilon = \frac{q_t - 1}{\tau_0} \quad (1.16)$$

の関係がある。Abe and Suzuki の解析では q -exponential distribution での fitting を行いパラメータ q_t, τ_0 の最適値を推定した。その結果、日本では $q_t = 1.05, \tau = 1.58 \times 10^3$ (s), 南カリフォルニアでは $q_t = 1.13, \tau_0 = 2.05 \times 10^3$ (s) であった。また、マグニチュードにしきい値に設定してもベキ則が生き残るかを調べるため、カリフォルニアのデータを使ってマグニチュード $m > m_c$ 以上の地震の発生間隔を調べた結果、 $0 < m_c < 2.0$ の範囲で、分布関数は q -exponential distribution を維持し、またパラメータ q_t, τ_0 は m_c を上げていくにつれ、徐々に大きくなっていくことを示した。

この研究の後、Darrooneh and Dadashinia はイランの地震データを用いて同様の解析を行い、データをカバーしている領域のサイズや、年代、マグニチュードのしきい値を変化させても、 $D(\tau)$ がベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) が得られることを示した [41]。第3章では、2次元のBKモデルでこの統計法則を再現すること [44, 45]、大きな地震の前兆現象の1つとしてこのベキ則が有効であること [46] を示す。

1.3.2 地震の震源間距離の統計的性質

地震の発生間隔に続き Abe and Suzuki は地震の震源 (epicenter) の空間的な距離 (distance) の統計法則について調べた [42]。 n 番目の震源観距離 r_n は $n, n+1$ 番目の位置ベクトル \vec{r}_{n+1}, \vec{r}_n を用いて、 $r_n = |\vec{r}_{n+1} - \vec{r}_n|$ と定義する。彼らは calm time と同様に震央と深さを考慮に入れた 3 次元的な距離の震源間距離の累積確率分布 (サバイバル分布) $D(r) = \text{prob}(\xi > r) = 1 - P(r)$ ($P(r)$ は累積確率分布) の統計的性質を調べた結果、その分布関数として q -exponential distribution ($q < 1$), つまり modified Zipf-Mandelbrot law がもっともふさわしいことを明らかにした。その関数形は

$$D(r) = e_q(-r/r_0) = [(1 + (1 - q_r)(-r/r_0))^{\frac{1}{1-q_r}}]_+ \quad (1.17)$$

である。この式の q_r, r_0 はそれぞれエントロピーインデックス、特性距離のパラメータである。そして、日本と南カリフォルニアのパラメータの最適値を $q_r = 0.773, r_0 = 1.79 \times 10^2$ (km), $q_r = 0.747, r_0 = 5.95 \times 10^2$ (km) と決めた。

Abe and Suzuki の研究の最大の成果は、時間および空間の発生間隔の分布関数がともに q -exponential distribution で記述でき、その違いは q の値 $q_t > 1, q_r < 1$ に現われること、この q_t, q_r について $q_t + q_r \sim 2$ という経験式を提案したことにある。彼らは、地震の時空間の間隔分布 $D(\tau), D(r)$ が Tsallis 統計から導かれる分布関数にしたがうということは、全体と部分が不可分であり、領域を分割しての議論は長距離の相互作用の影響が無視できないので重要ではないと結論づけている。

その後、イランの地震データを用いて Darooneh and Dadashinia の解析においても Abe and Suzuki と同様の結果が得られることから、これらの統計的性質が普遍的であると主張している [41]。本論文の第 4 章では、2 次元の BK モデルでもこの統計法則および関係式が準定量的に再現できることを示す [47]。

1.4 地震の発生間隔の統計的性質

地震の発生間隔の研究は、次に大きな地震がいつ発生するのかという予測の問題にもつながり古くから地震データを用いた解析が行われている。地震の発生間隔は主に interoccurrence time と recurrence time の 2 種類に分類される。interoccurrence time はある領域内に含んでいるすべての断層で発生した地震の発生間隔を表し、calm time や waiting time などとも

呼ばれている。これに対して、recurrence time は1つの断層または、断層の一部で発生した地震の発生間隔を意味している。特に地震学では準周期的に発生する大地震の発生間隔の意味で使われる場合が多い。ここでは、interoccurrence time と recurrence time の統計的性質の研究のレビューを行う。

1.4.1 interoccurrence time の統計的性質

interoccurrence time の統計則の研究の目的は、その定義から断層の種類 (正断層・逆断層・横ずれ断層) や、地殻構造、地震の種類 (前震・本震・余震) を区別せず、地震に共通する普遍性を見いだすことである。例えば、分布関数の特定やスケーリング則、長期記憶の有無に至るまでその研究領域は多岐にわたる。

Ito の研究：ベキ則の示唆

Ito は1971年から1985年の間に南カリフォルニア (20°N – 45°N , 100°E – 125°E) の領域で発生した8992の地震の interoccurrence time を調べた [48]。領域を $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ に分割し、その中で発生した地震の interoccurrence time の分布関数 $P(t)$ が $P(t) \sim t^{-1.4}$ というベキ則にしたがうことを示した。しかし、fitting の精度を意味する相関係数や C_V (標準偏差を平均値で割ったもの) などが示されておらず、文献 [48] の図2をみる限り視覚的な判断が強い結論となっている。

Bak, Christensen, Danon, Scanlon の研究：スケーリング則の提案

Bak, Christensen, Danon, Scanlon は、1984年から2000年までの Southern California Seismographic Network catalog を用いて、南カリフォルニア (20°N – 45°N , 100°E – 125°E) の領域で発生した335076個の地震の interoccurrence time を解析した [49]。彼らは、カバーしている領域を $L \times L$ に分割して ($0.25^{\circ} \leq L \leq 4^{\circ}$) 各 bin 内における interoccurrence time の分布関数 $p(\tau)$ をのスケーリングを試みた。その結果、 $p(\tau)$ は Omori law の p , GR law の b , 震源の分布のフラクタル次元 d_f を用いてスケーリングすると、領域サイズ L 依存の影響が小さくなることを示した (文献 [49] 図4)。この研究がきっかけとなって物理的側面から interoccurrence time の研究がすすめられてきた。

unified scaling law とその理論構築に関する研究

Corral は、Bak *et al.* の研究を受けて、世界中の地震カタログ (例えば NEIC, SCSN (Southern California), JUNTEC (Japan), BGS) などを用いて、マグニチュード m_c 以上の地震の interoccurrence time の統計則を調べた [50, 51]。発生間隔の分布関数 $p(\tau)$ を単位時間内に領域 $L \times L$ 内で発生した地震数を意味する seismicity rate, R で

$$p(\tau) = Rf(R\tau) \quad (1.18)$$

の形でスケールすると、interoccurrence time の確率密度関数 $f(R\tau) = f(\theta)$ として

$$f(\theta) = C \frac{1}{\theta^{1-\gamma}} \exp(-\theta^\delta/B) \quad (1.19)$$

という一般化されたガンマ分布が最適であることを見つけた。 C, γ, δ, B はパラメータであり、 $C = 0.50 \pm 0.05, \gamma = 0.67 \pm 0.05, \delta = 0.98 \pm 0.05, B = 1.58 \pm 0.15$ である [51]。分布の fitting の精度を意味する C_V は、 $C_V \simeq 1.2$ であり、その精度はそこまで高くはないが、 L, m_c を変化させても分布関数の形は変化せず成立するため、この分布関数は unified scaling law と呼ばれ、その後の interoccurrence time の研究を牽引する役割を果たしている。

この一般化されたガンマ分布の理論的枠組みの構築も試みられている。例えば、GR law と Omori law の組み合わせで近似的に得られる [52, 53] ことや、次の地震のマグニチュードは1つ前の地震のマグニチュードと interoccurrence time のみに依存するという確率過程に、繰り込み群の方法を使うことで得られることが知られている [54]。観測データの解析に伴う分布関数の決定と、その理論的枠組みの提案が行われたことで interoccurrence time の統計的性質に関する研究の道筋はついているように見えるが、分布関数の精度とマグニチュードに対する分布関数の移り変わりについて、詳細に調べた研究はない。

余震の interoccurrence time に関する研究

1.1.2 にも述べたが、本震の後には Omori law にしたがうような余震が発生する。余震の interoccurrence time の研究は、本震発生後の地震活動の様子を明らかにするという防災の観点から実学的な側面の強い研究である。例えば、Omori law を仮定した非一様ポアソン過程 (non-homogeneous Poisson process) で作成した時系列は、実際の余震と類似しており、分布関数 $p(\tau)$ は式 (1.19) で定義される一般化されたガンマ分布にしたがう [55]。

これに対して、余震を除いた interoccurrence time の研究は、突発的に発生する地震 (本震だけではなく) の予測という側面から重要視されている。その分布関数 $p(\tau)$ は、一般化されたガンマ分布よりも指数分布の方がふさわしく [6, 56]、余震が分布関数に及ぼす影響は統計的な観点からも無視できないことがわかる。しかし、これらの研究では余震の明確な定義がないため、余震の特定方法を仮定した上での解析結果であることに留意する必要がある。

長期記憶 (long-term memory) の存在に関する研究

interoccurrence time の研究では、分布関数の決定以外にも地震の「記憶の効果」、つまり 1 つ前の地震との相関を調べる研究も行われている [57, 58, 59, 60]。Bunde, Eichner, Kantelhardt, Havlin は気象のデータの変化を基礎にして物理現象が記憶の効果を持つ条件を提案した [57]。その後、地震のデータの解析から余震などを除いた定常過程での地震活動は記憶の効果を持っており、1 つ前の地震の影響を受け、次の地震を誘発することを明らかにした [58]。このような記憶に関する研究は相関関数 $C(r)$ の分布関数がべき則つまり $C(r) \sim r^{-d}$ となることから見積もられることが多い。また、分数ブラウン曲線を特徴づけるハースト指数や Weibull 指数との関係についても研究されている [61]。

1.4.2 recurrence time の統計的性質

各断層において発生する準周期的に発生する大きな地震の発生間隔をここでは recurrence time と呼ぶ。一般的に単一断層では、ある固有の最大規模のマグニチュードの地震が準周期的に発生するため、マグニチュードの分布にピークができることが多い。このような地震は固有地震と呼ばれている [22] が、単一で断層に注目することで地震データの数少なく、その存在は統計的に保証されているものではない。Recurrence time の発生間隔は、地震カタログの中からどの地震をカウントするののかという判断に専門的な知識が必要とされるため、地震学でその研究が行われてきた。Recurrence time の分布関数の特定は、対象としているデータ数が、数個程度であり interoccurrence time に比べて圧倒的に少ないため、分布とその誤差の検定の差が小さく、優位差が出にくいのが現実である。そのため、プレートの速度の速い地域のデータを使ったり、古来の文献から大地震の情報を収集したり、より reality のある数理モデルを構築するなどして、分布関数の特定やその性質を明らかにしようとする試みが行われている。現時点で候補となっている分布関数は、指数分布, Weibull 分布, gamma 分布, log normal 分布, 2 重指数分布, Brownian Passage Time (BPT) 分布などがある。

1.4.3 発生間隔を記述する分布関数

ここでは、本研究及び先行研究で導入されている発生間隔の分布関数の紹介を行う。

指数分布

指数分布の確率密度関数 $p_{exp}(t)$ および累積確率分布 $P_{exp}(t)$ は

$$p_{exp}(t) = \alpha_0 e^{-\alpha_0 t}, \quad (1.20)$$

$$P_{exp} = \int_0^t p_w(\tau) d\tau = 1 - e^{-\alpha_0 t} \quad (1.21)$$

で与えられる。指数分布が発生間隔の分布関数として用いられる場合には、その時系列に記憶がない、つまり過去の履歴に無関係な Poisson 過程を暗に仮定している。指数分布が適用される例として、客の到着や故障の発生などがある。

地震現象では、余震を除いた発生間隔 [6, 56] や recurrence time の分布関数の候補として適用されている。指数分布こそが発生間隔の分布関数を記述する分布関数として最適であると主張する地震学者もいるが、近年の interoccurrence time で報告されている「長期記憶の存在」と矛盾しているため、この分布が絶対であると言い切ることはできない。

Weibull 分布

Weibull 分布は、1939 年に物体の強度を定量化するために、Waloddi Weibull によって提案された確率分布である [62]。この分布は 1 次元の鎖モデルから導くことができる。このモデルの着想は、鎖に作用する力の分布はガウス分布 (正規分布) にしたがうものの、実際の破壊が起こるのは鎖の強度の最弱点で決まり、その後全体に破壊が及ぶという点である。Weibull 自身は、1951 年の論文で鉄の強度、燃焼後の灰のサイズ分布、インド綿の繊維の強度、ST-37 の金属疲労の分布など多くの物質の破壊・強度に関して Weibull 分布が共通して現れることを見つけた [63]。それ以降、材料の疲労や製品の寿命、時間に関する劣化現象を統計的に記述することができる分布関数として使われ、信頼性理論の分野にも貢献している。

Weibull 分布の確率密度関数 $p_w(t)$ は、

$$p_w(t) = \left(\frac{t}{\beta_1}\right)^{\alpha_1-1} \frac{\alpha_1}{\beta_1} \exp\left[-\left(\frac{t}{\beta_1}\right)^{\alpha_1}\right], \quad (1.22)$$

で表される。また累積確率分布 $P_w(t)$ は、

$$P_w(t) = \int_0^t p_w(\tau) d\tau = 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\beta_1} \right)^{\alpha_1} \right], \quad (1.23)$$

となる。この Weibull 分布での、ある時刻 t_0 で破壊の起こる割合を意味する故障率 (hazard rate) $h(t_0)$ は

$$h(t_0) = \frac{t_0 \text{ で破壊が発生する確率}}{t_0 \text{ で破壊が発生していない確率}} = \frac{p_w(t_0)}{1 - P_w(t_0)} = \frac{\alpha_1}{\beta_1} \left(\frac{t_0}{\beta_1} \right)^{\alpha_1 - 1} \quad (1.24)$$

で定義され、その指数 α_1 の値によって大きく3つに分類することができる。

$$h(t_0) = \frac{\alpha_1}{\beta_1} \left(\frac{t_0}{\beta_1} \right)^{\alpha_1 - 1} = \begin{cases} > 0, (\alpha_1 > 1) \text{ 経過時間とともにベキ的に増大} \\ = \text{一定値}, (\alpha_1 = 1) \text{ 経過時間によらず一定値} \\ < 0, (0 < \alpha_1 < 1) \text{ 経過時間とともにベキ的に減衰} \end{cases} \quad (1.25)$$

地震学の分野でも、臨界ひずみ [64] や recurrence time の分布関数 [65, 66, 67]、岩石のダメージメカニクス [68] など広く使われている。また数理モデルを用いた研究においても、1次元 [61] および2次元 [69] のBKモデルや、カリフォルニアの断層システムを精度よくモデル化した“Virtual California model” [70] で発生した大地震の発生間隔の分布関数においても Weibull 分布が最適であることが報告されている。

gamma 分布

ポアソンの障害が加わって必ず破壊する指数分布に対して、gamma 分布はランダムなポアソンの障害が何回か加わって故障にいたる場合を考える。そのため、gamma 分布は指数分布の重ね合わせから導くことができる。いま故障に至るまでの回数を α_2 とすると、分布関数 $p_{gam}(t)$ は

$$p_{gam}(t) = t^{\alpha_2 - 1} \frac{\exp(-t/\beta_2)}{\Gamma(\alpha_2) \beta_2^{\alpha_2}}, \quad (1.26)$$

で与えられる。ただし、 $\Gamma(x)$ はガンマ関数である。累積確率分布 $P_{gam}(t)$ は、不完全ガンマ関数を $\gamma(x, y)$ とすると

$$P_{gam}(t) = \int_0^t p_{gam}(\tau) d\tau = \frac{\gamma(\alpha_2, t/\beta_2)}{\Gamma(\alpha_2)} \quad (1.27)$$

となる。この gamma 分布は、短時間領域ではベキ的に、長時間領域では指数関数的に減衰する。

地震学では、大地震の時系列のモデルとして取り上げられた [71] ほか、この分布関数に 1 つのパラメータを加えたのが、先に示した一般化されたガンマ分布であり、interoccurrence time に現れる普遍的な分布関数である。

log normal 分布

log normal 分布は、対数をとるとその値が正規分布にしたがうような分布をいう。そのため、正規分布よりも分布の裾野が広いことが特徴である。log normal 分布は、考えている現象が個別の事象の積で決まる場合、統計値の対数をとるとそれは多くの要因 (の対数) の足し算で決まり、中心極限定理からそれは正規分布になる。つまり、物理量が log normal 分布にしたがうということは、注目している物理量が過去の履歴を強く受けていることを意味している。

log normal 分布の確率密度分布 $p_{ln}(t)$ は

$$p_{ln}(t) = \frac{1}{t\beta_3\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\ln(t) - \alpha_3)^2}{2\beta_3^2}\right], \quad (1.28)$$

となり、累積確率分布 $P_{ln}(t)$ は

$$P_{ln}(t) = \int_0^t p_{ln}(\tau) d\tau = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left[-\frac{(\ln(t) - \alpha_3)}{\beta_3\sqrt{2}}\right], \quad (1.29)$$

である。ただし erf は誤差関数と呼ばれているもので、その定義は

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (1.30)$$

である。

世界多数の地震時系列の recurrence time の分布関数として log normal 分布が最適であるという報告もある [72]。

2 重指数分布

Weibull 分布では、先に定義した hazard rate $h(t_0)$ が時間のべき乗で与えられた。これに対して、 $h(t_0)$ が指数関数で記述できる場合を 2 重指数分布という。この定義から構築された分布関数 $p_{dexp}(t)$ は、

$$p_{dexp}(t) = \frac{e^{-|\frac{t-\alpha_4}{\beta_4}|}}{2\beta_4}, \quad (1.31)$$

であり、累積確率分布 $P_{dexp}(t)$ は

$$p_{dexp}(t) = \int_0^t p_{dexp}(\tau) d\tau = 1 - \frac{e^{-x}}{2}, \quad (1.32)$$

で表される。ただし、 $\alpha_4 = 0, \beta_4 = 1$ のときこの分布は指数分布に一致する。

地震学では、応力が時間 t に比例すると仮定した場合、岩石に応力を加えた後岩石が破壊する確率が、応力の指数関数で表せるという岩石破壊実験の結果 [73] に基づくモデルがこれに相当する。

BPT(Brownian Passage Time) 分布

Brownian Passage Time (BPT) 分布は、

$$p_{bpt}(t) = \left(\frac{\alpha_5}{2\pi C_v^2 t^3} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{(t - \alpha_5)^2}{2C_v^2 \alpha_5 t} \right], \quad (1.33)$$

で与えられる分布関数である。ここで α_5 は平均 β_5 は標準偏差であり、 $C_v = \beta_5/\alpha_5$ である。累積確率分布 $P_{bpt}(t)$ は

$$P_{bpt}(t) = \int_0^t p_{dexp}(\tau) d\tau = \text{erf}(u_1(t)) + e^{2/\alpha_5^2} \text{erf}(-u_2(t)) \quad (1.34)$$

とかなり複雑な式で定義される。ただし、 $u_1(t), u_2(t)$ は

$$\begin{aligned} u_1(t) &= \frac{[t^{1/2}\alpha_5^{-1/2} - t^{-1/2}\alpha_5^{1/2}]}{\beta_5} \\ u_2(t) &= \frac{[t^{1/2}\alpha_5^{-1/2} + t^{-1/2}\alpha_5^{1/2}]}{\beta_5} \end{aligned} \quad (1.35)$$

で与えられる [74]。

この分布関数が地震の間隔分布で用いられる理由は、プレート運動による定常的な応力蓄積過程において、着目する震源域周辺での地震などブラウン運動として表現される応力場の擾乱が加わる中で、応力蓄積量が一定値に達し、地震が発生するという物理的過程 (ブラウン緩和震動過程) をふまえているためである。

log-Weibull 分布

log-Weibull 分布は物理量の対数をとったものが Weibull 分布にしたがう事象の分布関数として導入され、chain-reaction model から導くことができる [75]。その分布関数 $p_{lw}(t)$ は、

$$p_{lw}(t) = \frac{(\log(t/k))^{\alpha_6-1} \alpha_6}{(\log \beta_6)^{\alpha_6}} \frac{\alpha_6}{t} \exp \left[-\left(\frac{\log(t/k)}{\log \beta_2} \right)^{\alpha_2} \right], \quad (1.36)$$

で与えられる。ただし、 α_6, β_6, k はパラメータである。 $\alpha_6 = 1$ のときには $p_{lw}(t)$ は ベキ則になる。とくに k は分布関数が発散しないようにするために導入されたパラメータである。この累積分布関数 $P_{lw}(t)$ では、

$$P_{lw}(t) = \int_0^t p_{lw}(\tau) d\tau = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\log(t/k)}{\beta_6} \right)^{\alpha_6} \right] \quad (1.37)$$

となる。本研究では、先行研究 [75] とは異なり、累積確率分布から確率密度分布を定義する形を採用している。log-Weibull 分布はその指数 α_6 の値によって、確率過程の性質が大きく異なる。 $\alpha_6 > 1$ では定常過程、 $\alpha_6 \leq 1$ では非定常過程である。

地震学で log-Weibull 分布がはじめて適応されたのは、発生間隔の分布関数ではなく、フランスや日本のマグニチュードの分布関数としてである。しかし、この分布関数の物理的解釈についてはまだ理解されていない。

power law

一般に確率分布がベキ則にしたがうことは、特徴的なスケールがないことを意味している。通常のベキ則はパラメータが1つの $\sim t^{\alpha_7}$ の形が使われているが、ここでは分布関数を $p_{pow}(t)$ を

$$p_{pow}(\tau) = \frac{1}{(1 + \beta_7 \tau)^{\alpha_7}} \quad (1.38)$$

のように定義し、2つのパラメータによって特徴づけられる形に拡張する。この分布関数は Zipf-Mandelbrot power law とも呼ばれている。先行研究では Ito が interoccurrence time の分布関数として [48]、Abe and Suzuki がサバイバル分布 [40] として導入している。

1.5 震源間距離に関する性質

震源間距離の統計的性質に注目している研究は発生間隔の統計則の研究に比べて少ないが、次のような研究がある。

Ito の研究：ベキ則の示唆

Ito は、1971 年から 1985 年の Southern California で発生した地震のデータを解析し、震源間距離の確率分布関数が、ベキ指数 1.7 のベキ分布にしたがうことを示した [48]。この結果は空間相関の存在を示唆するものである。

Davidson and Paczuzki の研究：スケーリング則の提案

Davidson and Paczuzki は、Southern California を格子状に分割し、1984 年 1 月から 2000 年 12 月までその領域内で発生したマグニチュード 2.4 以上の地震についての確率分布を調べた [76]。その結果、分布関数は領域サイズでスケーリングするとマグニチュードのしきい値に依存せず、べき指数 0.6 のべき分布にしたがうことを見つけた。彼らは、その後震源のネットワークの構造との関係からも研究を進めている。

1.6 断層面に作用する摩擦の構成法則

ここでは高温高压下で働く断層の摩擦力の性質およびそのモデル化について述べる。断層面に働く摩擦力を調べる研究の多くは、高温高压下に岩石を閉じ込め破壊や摩擦すべりを起こすことで、その性質を調べている。先に述べたように、BK モデルは、砂山モデルや OFC モデルとは異なり、様々な摩擦の構成法則を摩擦力 F に取り込むことができるというメリットを持っている。そこで、地震学で提唱された摩擦の構成法則についての概説と BK モデルへの適用例などについて述べる。

1.6.1 すべり変位依存の構成法則

岩石破壊の室内実験によって、動摩擦力は常に一定というわけではなく、すべり変位 u の関数となり、最終的にある一定値に近づくことが明らかになった。つまり、最大摩擦力に達したあと動摩擦力レベルまで落ちるまでの間にある量だけすべるということを意味している。もっともシンプルなモデル化は、摩擦の減少量がすべり変位量に比例するというすべり弱化モデルである。

最近の岩石破壊実験の解析によれば、すべり変位と摩擦力との関係は 1 価関数で表すことができるのに対して、すべり速度と摩擦力の関係が多価関数となるため、後に示すすべり速度をパラメータにして、摩擦力を構成することに疑問を投げかけている [77]。また、文献 [77] ではすべり開始直後は、一度摩擦力は増え最高点に達した後、臨界すべり変位 D_c を伴い、最終的な値に落ち着くことを示し、 D_c が摩擦の特性量として重要であるということを主張した。

1.6.2 すべり速度弱化の摩擦構成則

初期の岩石破壊実験では、動摩擦力がすべり速度に比例して減衰することが観測された。この摩擦構成法則は「すべり速度弱化 (velocity-weakening friction law) [78, 79]」と呼ばれている。同じような傾向は、近年の精度のあげた室内実験でも観測されており [80]、動摩擦力の第1近似としての性質を持っていると考えられる。この構成法則はもっともシンプルなもので、次に説明するすべり速度・状態依存の構成法則はその拡張にあたる。

この摩擦構成法則のモデル化は、摩擦力を $F(v)$ とすればよく、その関数形についてはべき的減衰、対数的減衰などがある。BK モデルでは Carlson and Langer が当初

$$F(v) = \frac{1}{(1+v)} \quad (1.39)$$

の形で導入した [17, 18]。その後、地震の不安定性すべりを起こす効果として、最大摩擦力と動摩擦力とのギャップ σ を導入して、次のように修正した [81]。

$$F(v) = \begin{cases} (-\infty, F_0] & \dot{v} = 0, \\ \frac{(1-\sigma)}{\{1+2\alpha[\dot{v}/(F_0-\sigma)]\}} & \dot{v} > 0. \end{cases} \quad (1.40)$$

この式は、その後の BK モデルの研究で広く用いられ、本論文 3～5 章においても導入している。

1.6.3 すべり速度・状態依存の摩擦構成則

すべり弱化の摩擦構成則では、ものが破壊していく過程を記述しているが、強度の回復までを取り込むことはできない。地震が同じところで繰り返し発生するということは、地震の発生による破壊の過程と、再び地震が発生するための断層の強度の回復の2つの過程が必要になっている。このような強度の回復と摩擦速度の依存性を考慮したモデルがすべり速度・状態依存の構成法則 (rate and state dependent friction law) である [82, 83]。

この摩擦構成則の定式化には、すべり速度を急激に変化させて摩擦係数とすべり変位を測定する室内実験の結果がもとになっている [84]。具体的には、

- すべり速度を V_1 から V_2 へと急激に変化させると、摩擦がステップ状にあがり、その増分は $\ln(V_2/V_1)$ 比例し、その後すべりとともに指数関数的に減衰する。
- 2つの速度における定常状態における摩擦力の差は $\ln(V_2/V_1)$ に比例する。

の2点である。このような実験事実を再現するためのモデルとして

$$\mu = \mu_0 + a \ln \left(\frac{V}{V_*} \right) + b \ln \left(\frac{\theta V_*}{L} \right) \quad (1.41)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\theta V}{L} \ln \left(\frac{\theta V}{L} \right) \quad (1.42)$$

がある。ここで θ はある瞬間の表面の「状態」を表すパラメータで状態変数と呼ばれる。そして、摩擦力は状態変数 θ の関数で表せると仮定する。また μ は摩擦係数, V_* は基準のすべり速度, μ_0 は V_* における摩擦係数, L はすべり量, a, b は比例定数である。 a は低速から高速へと速度が変化するときの摩擦係数の差を、 b は高速から低速へと速度が変化するときの摩擦力の差をあらわしている。 $a - b < 0$ で地震に対応する不安定すべりに相当する。

この摩擦構成法則は、実験事実をもとに、構成されていることもあり地震学では広く使われている。特に2質点のBKモデルでは広く導入され、 a, b のパラメータを適切に選ぶと、実際の地震データに記録されているすべり運動を再現するような挙動を生み出すことができる[85]。つまり、岩石スケールの摩擦が実際の断層スケールでも働いていることを示唆している。そして、これらの研究では主に地震の統計則[86]のみならず地震のダイナミクスの説明に用いられているのが特徴である。しかし、「状態変数 θ 」の物理的な意味が不明瞭であるという問題点がある。

1.7 本論文の目的

これまでに述べてきた通り、地震の統計則の進展には、必ずしも地震学を起源とした一連の研究だけではなく、非加法的統計力学やフラクタル、自己組織化臨界現象といった物理学で提案された新しい概念や着想が地震に応用される形で貢献している場合も多い。そして、これらの概念は、砂山モデルやBKモデル、OFCモデルなどに導入され、地震の統計的性質の再現やその起源をとらえるきっかけを与え続けている。特に、BKモデルは本来地震の分野で提案された1つのモデルにすぎなかったが、非線形物理学からのアプローチでGR lawの定性的再現が実現された後に、多くの研究が行われるようになった。

近年、従来の物理学の手法である要素還元主義とは別に、現象を複雑な状態であることを認識したうえで、その中に潜む統計的性質や経験則を明らかにしようと試みる複雑系としてのアプローチが行われ始めている。地震現象は、破壊や摩擦の不安定性すべりといった、多くの物理過程と相互作用が絡まって発生しているため複雑系として位置づけられる。そのた

め発生メカニズムの解明を待たずとも、複雑系のアプローチから地震に対する新しい見方を提唱することは重要である。

その一方で、数理の立場からとらえた地震発生モデルの研究は、断層の複雑な物理過程を力学モデルにおとし込み、モデル固有の性質を議論するのが中心であった。そこで、力学のモデル固有の性質の研究だけでなく、統計則の再現やその解釈、パラメータの最適化などを行いながら新しい地震の統計的性質を提唱することを目指す。

以上のような着眼点のもと、本研究では地震の発生モデルとして2次元のBKモデルにすべり速度弱化の構成法則を取り込み発生させた理論のデータ、および日本、南カリフォルニア、台湾の地震のデータを用いて、地震現象に対する新しい見方を与えることおよびモデルの適用限界を再考することを目的する。特に、地震を複雑系科学、つまり、発生メカニズムに関する不確定な要素を残したままの状態、統計的性質というマクロな視点からとらえることに主眼をおく。

本論文では8章の構成からなっている。第2章では、本研究で扱う2次元BKモデルおよび3つの地震カタログの概説を行う。第3章では、2次元のBKモデルにおける地震の発生間隔の統計的性質に注目し、理論データおよび実データを解析した先行研究との比較、さらには、モデルパラメータを地震の統計則がもっとも多く再現できるように最適化した。また、震源間距離の統計的性質を第4章で取り上げ、このモデルが非加法的統計力学から導かれる地震の性質をどの程度再現するかを議論する。続く第5章では、BKモデルで発生した地震の発生間隔分布の、マグニチュード依存性に焦点を当てた。第6章では、実際の地震データ(気象庁1元化データ)を解析し、これまで詳細な分析が行われてこなかった地震の発生間隔のマグニチュード依存性を調べ、BKモデルの結果と比較した。第7章では、南カリフォルニアおよび台湾のデータも加えて、この発生間隔の統計的性質の普遍性および地球科学的な解釈を与えることを目標とする。そして第8章ではまとめと展望を行う。

第2章 Burridge-Knopoffモデルと地震 カタログデータベース

本論文では、2次元のBKモデルで作られた理論データと、気象庁 (JMA), 南カリフォルニア地震センター (SCEDC), 台湾中央気象局 (CWB) の地震データを用いて、地震の統計的性質に焦点を当てる。本章では2次元BKモデルの概説と、これまでの研究で中心的に議論されてきた地震の統計則 (マグニチュード分布および破壊面積の分布) について述べる。また、3つの地震カタログの情報とデータの有効性についても検討する。

2.1 2次元のBurridge-Knopoffモデル

本論文で扱う2次元のBKモデルは、1967年に Burridge and Knopoff が1次元系で提案したモデルである [16]。第1章で述べた通り、Carlson and Langer が GR law を定性的に再現することに成功した [17, 18] のをきっかけに、このモデルが再び注目されることとなった。その後、準周期的に発生する地震の発生間隔 [87] や2次元系への拡張 [88] が行われた。この2次元系モデルも、1972年に地震の分野で Otsuka によって提案されていたものと同じである [27]。

2.1.1 モデルの概説

図 2.1 は2次元のBKモデルの模式図である。このモデルはブロックと上下2枚のプレート、2種類のばねから構成されている。下面のプレートに並べられたブロックは最近接の4つのブロックとコイル状のばね (ばね定数 k_c^x, k_c^y) で、上面のプレートとばね定数 k_p の板ばねで連結されている。座標は、ブロックがすべる方向を y 方向に、 x 方向は y 軸に垂直になるように設定した。ここで、ブロックは断層の構成要素 (segment) を、コイル状のばねは x, y 方向の圧縮応力 (compression stress) を、板ばねはせん断応力 (shear stress) をモデ

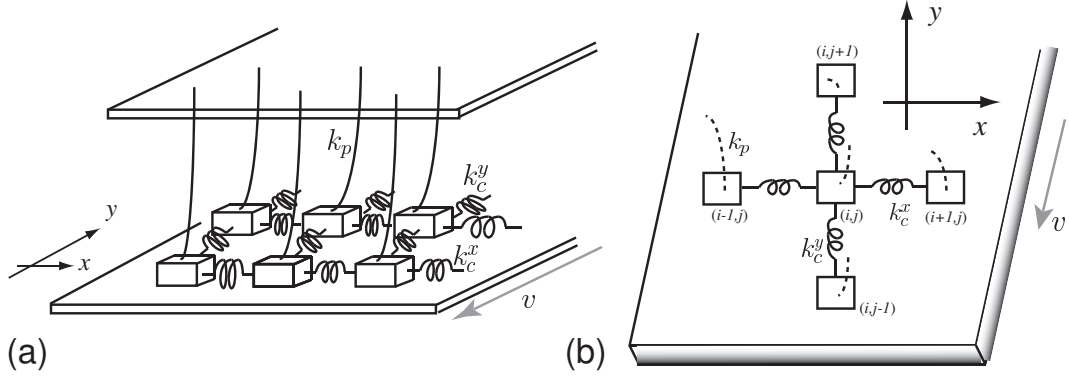


図 2.1: (a) 2次元の Burridge-Knopoff モデルの模式図。 k_c^x , k_c^y , k_p はばね定数である。摩擦力はブロックと下面のプレートとの間に作用する。(b) (a) の断面図。

ル化したしたものである。そして、上面のプレートを固定し下面のプレートを等速 v で動かすことで、プレートの相対運動に対応させている。このモデルの本質は、断層の相対運動を stick-slip 運動とみなしているところにある。つまり、プレートとともにブロックが引きずられている loading 状態を stick 状態とし、ブロックがすべっている状態を slip 状態とする。

ここでは、コイル状のばねのばね定数を $k_c^x \neq k_c^y$ とする異方的なモデルにし、先行研究 [27, 89] と同じ設定にした。もし、 $k_c^x = k_c^y$ とすると、等方的なモデルとなり Carlson が1次元系から拡張したモデル [88] と一致する。詳細は後に示すが、ばね定数 k_c^x , k_c^y は地震波の速度に関係しており、異方的なモデルは、P 波と S 波を区別するという意味で、地震のモデルとしては重要な設定となる。

サイト (i, j) のブロックの運動方程式の y 成分は

$$m\ddot{y}_{i,j} = k_c^x(y_{i+1,j} + y_{i-1,j} - 2y_{i,j}) + k_c^y(y_{i,j-1} + y_{i,j+1} - 2y_{i,j}) - k_p y_{i,j} - F(v + \dot{y}_{i,j}), \quad (2.1)$$

と書くことができる。ただし m はブロックの質量, $y_{i,j}$ は変位 (平衡点からのずれ) である。第 1,2 項は x, y 方向の圧縮応力を、第 3 項はせん断応力を、第 4 項の F はブロックと下面のプレートの間に働く摩擦力である。このモデルの長所は、摩擦力 F に岩石破壊実験から得られた摩擦の構成法則を導入することができるという点である。本研究では前章で示した構成法則のうち、すべり速度が大きくなるにつれて動摩擦力が減少するすべり速度弱化的構成法則を導入する。

次に、(2.1) 式を無次元化するため、摩擦力・時間・位置の無次元化を行う。まず、摩擦力

は最大摩擦力 F_0 とある特徴的なすべり速度 v_1 を用いて

$$\phi(\dot{y}/v_1) = F(\dot{y})/F_0,$$

の形で規格化する。これにより ϕ は無次元の摩擦力になる。次に、時間 t と位置 y の無次元化を

$$t' = \omega_p t = \sqrt{k_p/m} t, \quad U_{i,j} = \frac{y_{i,j}}{D_0} = \frac{y_{i,j}}{F_0/k_p},$$

の形で行う。 $1/\omega_p^2$ は1つのブロックが最大変位 D_0 まで達した後にすべり出したときのすべり時間である。これにより、運動方程式は次のように書き換えることができる；

$$\ddot{U}_{i,j} = l_x^2(U_{i+1,j} + U_{i-1,j} - 2U_{i,j}) + l_y^2(U_{i,j-1} + U_{i,j+1} - 2U_{i,j}) - U_{i,j} - \phi\left(2\alpha\left[\nu + \dot{U}_{i,j}\right]\right) \quad (2.2)$$

ただし、

$$l_x^2 = \frac{k_c^x}{k_p}, \quad l_y^2 = \frac{k_c^y}{k_p}, \quad \nu = \frac{v}{D_0\omega_p} = \frac{v}{v_{max}}, \quad 2\alpha = \frac{D_0\omega_p}{v_1} = \frac{v_{max}}{v_1},$$

である。ドットは t' での微分である。 l_x^2, l_y^2 は x, y 方向の剛性、 ν はプレートの速度とブロックのすべり速度の最大値 $v_{max} = D_0/\omega_p^{-1}$ の比である。実際の地震と比較すると ν のオーダーは 10^{-8} 程度と非常に小さい。 α は、 v_{max}/v_1 の定義から 10^0 のオーダーと推定できる。特に l_x^2, l_y^2 では先行研究において弾性パラメータである Lamé 定数との関係が示されている [90]；

$$l_x^2 = \left(\frac{\Delta z}{\Delta x}\right)^2, \quad l_y^2 = \frac{5\lambda + 6\mu}{\lambda + 2\mu} \left(\frac{\Delta z}{\Delta y}\right)^2, \quad (2.3)$$

ただし、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は x, y, z 方向の微小変位である。

本論文では前述したように摩擦力 F には、すべり速度弱化的摩擦の構成法則を導入する。そのため ϕ の関数形は前章で示した

$$\phi(\dot{U}) = \begin{cases} (-\infty, 1] & \dot{U} = 0, \\ \frac{(1-\sigma)}{\{1 + 2\alpha[\dot{U}/(1-\sigma)]\}} & \dot{U} > 0. \end{cases} \quad (2.4)$$

を用いた。この式は、1次元および2次元のBKモデルで広く使われている [44, 47, 88, 89, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99]。 $\dot{U} = 0$ において摩擦力の値が $(-\infty, 1]$ の範囲で変化するのは、ブロックがプレートの進行方向と同じ $-y$ 方向にすべるのを防ぐためである。 ϕ はパラメータ σ, α によってその性質が大きく異なる。 σ は最大摩擦力 ($= 1$) と動摩擦力 ($= \phi(0)$)

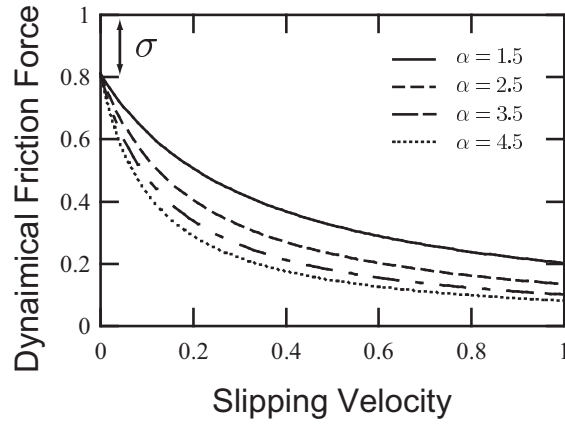


図 2.2: すべり弱化の摩擦構成法則 (式 (2.4)) の α 依存性。 α を大きくしていくと摩擦力の減衰は早くなる。 $\sigma = 0.01$ と本論文では終始固定している。

との差を、 α は摩擦力の減衰率を意味するパラメータである。 $\alpha = 0$ の場合は動摩擦力は常に一定値 $1 - \sigma$ を持つが、 $\alpha \rightarrow \infty$ では瞬時に 0 に減衰する。 α を大きくしていくにつれて摩擦力の減衰のスピードが早くなっていく (図 2.2)。岩石破壊実験のをもとに作成されたすべり速度と摩擦力の関係 [80, 100] と比較すると α のオーダーは $10^0 (=1)$ と見積もることができる。

本研究では (2.2), (2.4) を 4 次の Runge-Kutta 法で、初期変位にわずかな不均一性を取り込み、自由端境界条件の下で数値計算を行った。そして、その影響が無視できるほど時間の経過した後に発生した 10^5 オーダーの地震のイベントを使って統計的性質を調べた。このモデルにおいては、ある 1 つのブロックがすべり始めた瞬間から、すべてのブロックの動きが止まるまでを「地震イベント」と定義する。ただし、地震のすべりが発生しているときには $v = 0$ としている。これは、地震波のスピードがプレートの速度に比べて無視できるほど小さいという近似から得られたものがある。この条件は同時に、すべりイベントが発生すると、他の場所を震源とする地震が発生しないことを保証するものである。

2.1.2 破壊の伝搬過程

まず、統計的性質を議論する前に 1 つの地震の破壊の伝搬過程に注目する。図 2.3 は、システムサイズ 120×120 において $l_x^2 = l_y^2 = 9$ における破壊の伝搬の様子で、一定時間隔ごとにブロックの速度が大きいところが白くなるように濃淡プロットしたものである。このシ

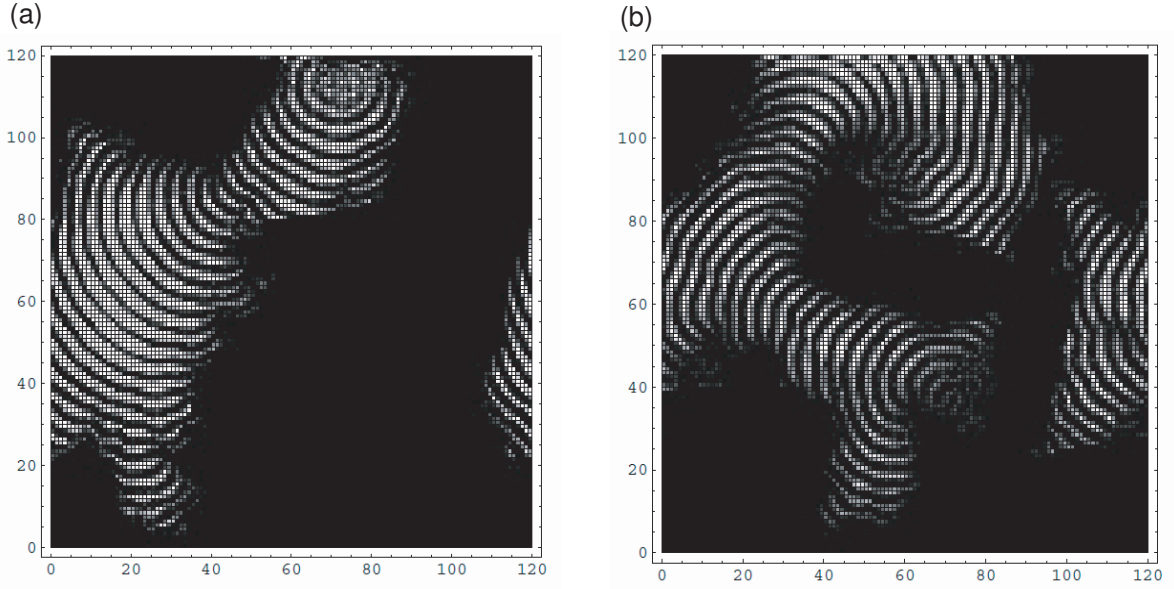


図 2.3: 2次元BKモデルにおける破壊の伝搬の様子。(a), (b) は初期条件が異なるものの、地震の規模は同じである。システムサイズは 120×120 であり、図は文献 [101] から引用した。

ミュレーションにおいてのみ周期境界条件の下で運動方程式 (2.2) と摩擦の式 (2.4) を解いている [101]。この図から、複雑な破壊の伝搬の様子が見られる。1次元の結果から類推すると、ばね定数 l_x^2, l_y^2 を大きくしていくと、システム全体が剛体的にすべる頻度が多くなると予想できる。なお、次節で定義されるマグニチュードは、(a), (b) とともに $m_{\text{seis}} \sim 2$ である。

2.1.3 マグニチュードの分布

これまでのBKモデルの研究で中心的に議論されてきたのが地震の規模を示すマグニチュードの統計的性質である。第1章で述べたように、マグニチュードには多くの定義があるが、ここではモーメントマグニチュードを用いている。Carlson and Langerはこのモデルにおける地震のモーメント m_0 を

$$m_0 = \sum_{i=1}^n \delta u_i$$

と決めた。ここで $\delta u_{i,j}$ は1つの地震イベントの中で発生したサイト (i, j) のすべり量の合計を、 n は1回の地震イベントですべったブロックの個数である。マグニチュード m をモー

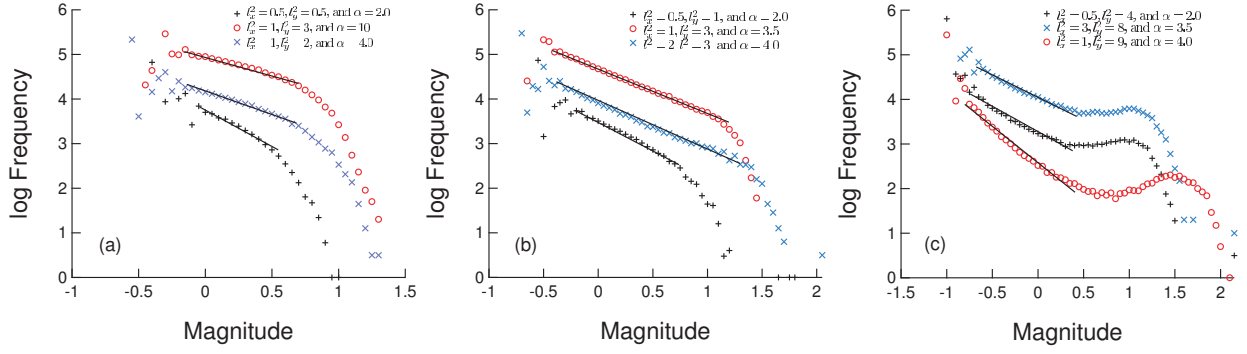


図 2.4: 2次元BK モデルで発生させた地震のマグニチュード分布。(a), (b), (c) の順に sub-critical state, near critical state, supercritical state に相当する。

メントマグニチュードの類推から、

$$m_{\text{Carlson}} = \ln m_0 = \ln \left(\sum_{i=1}^n \delta u_{i,j} \right)$$

で定義し、マグニチュード分布のベキ指数が約 1 になることを示した [17, 18]。この定義は今日でも使われているが [86, 93, 95, 98, 99]、自然対数ではなく、常用対数を使う地震学の定義

$$m_{\text{seis}} = \frac{1}{1.5} \log M_0 = \frac{1}{1.5} \log \left(\sum_{i=1}^n \delta u_{i,j} \right)$$

もまた使われている [89]。本研究では統一して m_{seis} を用いることとする。Carlson and Langer の当初の結果は m_{seis} に置き換えると、GR law の b は $b \sim 1.5$ であること、マグニチュード分布がベキ則にしたがっているマグニチュードの領域は小さいことなど観測事実とは異なる結果であった。

2次元のBK モデルでもその傾向は変わらないことがわかる。図 2.4 は摩擦パラメータ α および剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 を変化させた場合のマグニチュードの頻度分布の例を表している。この図から、パラメータを変化させるとベキ則を示す領域の長さや傾きが変化していることがわかる。またマグニチュードの頻度分布は、マグニチュードの大きい領域で次の3つに分類することができる。

(i) テイル部分がベキ分布の外挿に比べて少ない場合 (図 2.4 (a)) [Type A]。

(ii) ベキの領域が比較的長い場合 (図 2.4 (b)) [Type B]。

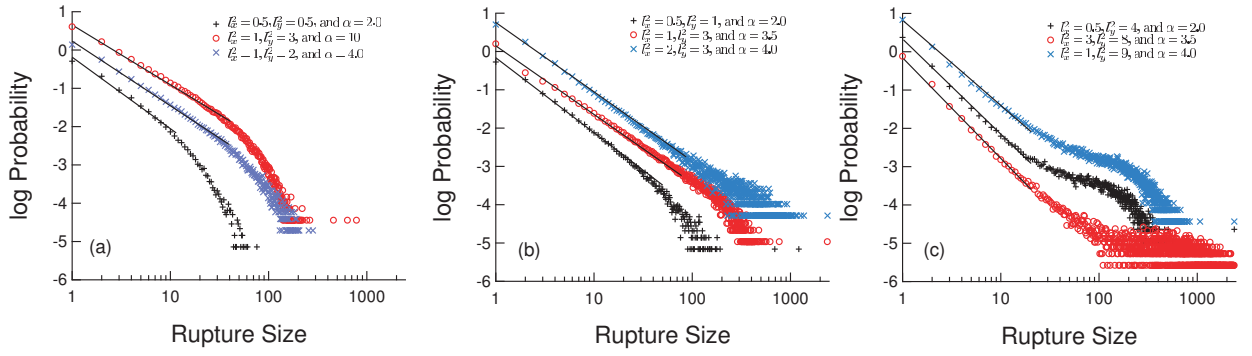


図 2.5: 2次元 BK モデルで発生させた地震の破壊面積（なだれサイズ）の分布。(a), (b), (c) の順に subcritical state, near critical state, supercritical state に相当する。

(iii) テイル部分がベキ分布の外挿に比べて多い場合 (図 2.4 (c)) [Type C]。

これら 3 つのマグニチュード分布は、実際の地震データでも観測されており [102]、それぞれ Type A, Type B, Type C の順に subcritical state, near critical state, supercritical state と呼ばれている。ここで Type B の near の意味は、ベキ則にしたがうマグニチュードの領域は、システムサイズを大きくしていくとあるマグニチュードのところで収束してしまうため、真の臨界現象ではないという意味である [95, 98]。また GR law の b -value に相当する物理量はこの分布の傾きから推定することができ、その結果を表 2.1 にまとめる。この表から、実際の地震に近い ($b \sim 1$) 領域や Type B のような幅広いマグニチュード領域でベキ則にしたがうパラメータはごくわずかに限られていることがわかる。一般に剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 を大きくしていくと supercritical state になりやすい。

2.1.4 破壊面積の分布

マグニチュードに変わる地震の大きさを表す指標として、破壊面積 S がある。この量は測定可能量で、モーメントマグニチュードを決める物理量の 1 つである。これまでに、破壊面積 S とモーメントマグニチュード M_0 との関係は

$$S \sim M_0^{-\gamma} \quad (2.5)$$

というベキ則が成立しており、 $\gamma \sim 1.5$ と見積もられている [103]。この式と GR law を組み合わせると破壊面積の頻度分布は S^{-1} で減衰していくことになる。

この物理量に相当するものは砂山モデルの場合はなだれのサイズ、BK モデルではすべてのブロックの数である。これらの物理量を使って、 S^{-1} の再現を試みている研究もある [34, 35]。

図 2.5 は 2 次元の BK モデルにおける破壊面積の確率分布の例である。この図においても領域は限定的ではあるものの、 S の小さい領域ではべき的に減衰している領域が存在していることがわかる。また、破壊面積の分布関数も S の大きいところの領域で、マグニチュード分布と同じ subcritical state (a), near critical state (b), supercritical state (c) の 3 つに分類することができる。また、ベキ指数が -1 を再現するパラメータ領域はほとんどないため、BK モデルでは破壊面積の統計的性質を定性的に再現することができることがわかる。

表 2.1: 2 次元 BK モデルにおける GR law の b -value および 破壊面積のベキ指数 γ

地震活動	l_x^2	l_y^2	α	b (図 2.4)	γ (図 2.5)
subcritical state	0.5	0.5	2.0	1.68	2.08
subcritical state	1	3	10	0.78	1.69
subcritical state	1	2	4.0	0.95	1.71
critical state	0.5	1	2.0	1.37	2.09
critical state	1	3	3.5	1.01	1.81
critical state	2	3	4.0	1.03	1.88
supercritical state	0.5	4	2.0	1.16	1.97
supercritical state	3	8	3.5	1.45	2.34
supercritical state	1	9	4.0	0.95	1.92

2.2 地震カタログ

近年、地震のデータベース (地震カタログ) が各国ごとに構築され、そのデータが学術機関および一般に公開されるようになった。これにより、地震データを用いて統計的性質を議論する研究が地震学者以外でも行われるようになった。本研究では数多く存在する地震カタログのうち、気象庁 (JMA)、南カリフォルニア (SCEDC)、台湾中央気象局 (CWB) の 3 つの地震カタログを利用した。そこで、この 3 つの地震カタログに関する情報とデータの有効範囲について述べる。

表 2.2: 本研究で用いた地震カタログの情報

地震カタログ	収録地域	解析期間	地震数	m_{min}	m_c^0
JMA	25°–50°N and 125°–150°E	2001/01/01–2007/10/31	130244	2.0	2.0
SCEDC	32°–37°N and 114°–122°W	2001/01/01–2007/12/31	10838	0.0	2.0
CWB	21°N–26°N and 119°–123°E	2001/01/01–2007/12/31	148155	0.0	2.0

地震のデータベースに記録されているデータはそのすべてが正確なものではなく、データの欠損や測定誤差を含んでいる可能性は高い。特に、本震後の余震の取りこぼし、震源決定の不確定さなどは、マグニチュードの小さい地震ほど影響を受けやすい。そこで、マグニチュードのしきい値の下限 m_c^0 は、データの信頼度と密接に関係する物理量である。本論文では、GR law のベキ領域が成立しているマグニチュードの最小値で考える。これは、ベキ則が成立しているマグニチュード領域では、地震のデータが完備しているとみなして解析するという地震分野で経験的に用いられている手法である。その一方でマグニチュードが0、もしくは負の領域でも GR law が成立するかは、現在でも議論が続いている。

2.2.1 気象庁 (JMA)1 元化データベース

この地震カタログは、気象庁が管理するデータベースで、1923 年から最新までの日本周辺 (北緯 25 度から 50 度、東経 125 度から 150 度) で発生したマグニチュード 0.0 以上の地震の発生時刻、震源地、深さ、マグニチュードなどの地震情報を記録したものである。1 元化という言葉の意味は、これまで地域ごとに観測装置やマグニチュードの定義が異なっていたものを統一するという意味で使われている。本研究では、東京大学地震研究所地震予知情報センターで公開されているデータベース (JMA1) [104] を利用している。なお、この JMA1 では震源誤差の決定の精度、余震の取りこぼしなどを考慮してマグニチュード 2.0 以上の地震のみを公開している。解析を行った期間は、マグニチュードが統一されたあとの 2001 年 1 月 1 日から、すべての情報が確定値となった 2007 年 10 月 31 日までのデータである。

図 2.6 (a) は、その期間中に発生したマグニチュード 5.0 以上の地震の震源地を日本地図の上にプロットしたものである [104]。このような震源マップは学術機関のみならず一般に取得できる。図 2.6 (b) は、この期間内で発生した地震の累積度数分布である。この図から、マグニチュード m が $2.0 \leq m \leq 7.0$ の領域で GR law は成立しているため、マグニチュー

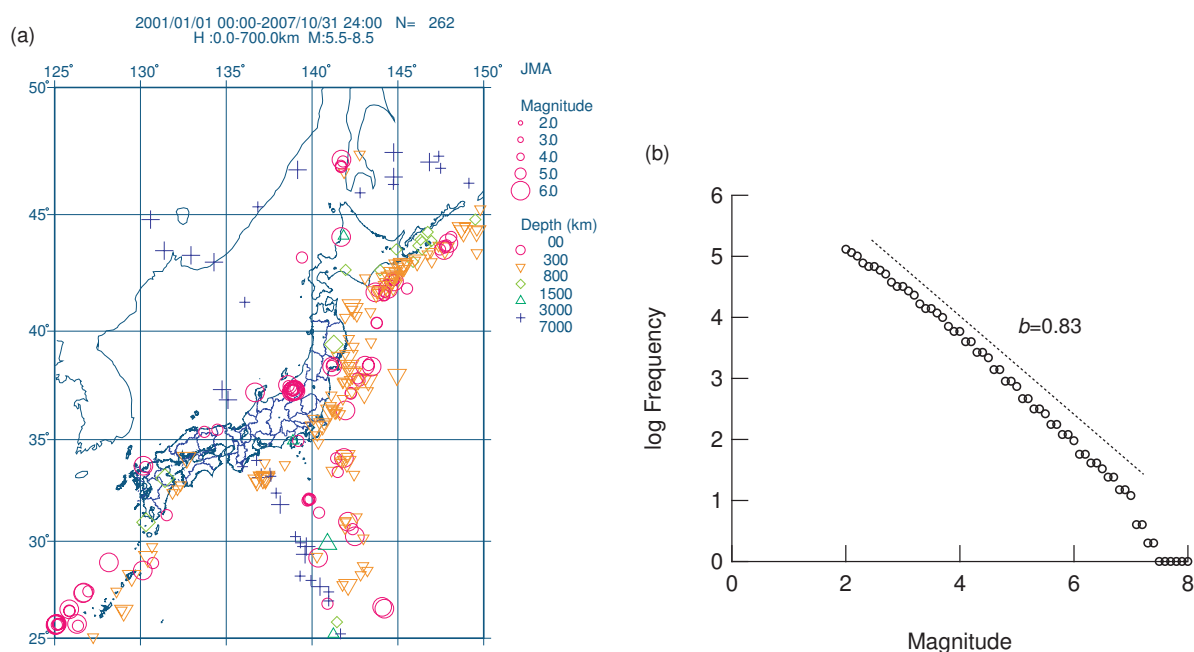


図 2.6: (a) 2001 年 1 月 1 日から 2007 年 10 月 31 日の間に発生したマグニチュード 5.0 以上の地震の震源マップ ([104] からの引用)。(b) この期間のマグニチュードの累積分布。GR law の b は $b = 0.83$ である。

ドのしきい値の最小値 m_c^0 を $m_c^0 = 2.0$ とした。またそのときの GR law の b は $b = 0.83$ であった。

2.2.2 南カリフォルニア (SCEDC) データベース

南カリフォルニアの地震データベースは Southern California Earthquake Data Center (SCEDC) によって管理され、数値出力も含めすべて一般公開されており、震源マップは Google map への投影が可能になっている [105]。収録期間は 1932 年から最新で、北緯 32 度から 37 度、西経 114 度から 122 度 (図 2.7 (a)) で発生したマグニチュード 0.0 以上の地震の発生時刻、震源地、深さ、マグニチュードなどが記録されている。本論文では日本のデータの解析期間と合わせ 2001 年 1 月 1 日から 2007 年 12 月 31 日までの期間の地震を対象としている。この期間におけるマグニチュードの累積度数分布を図 2.7 (b) に示す。これにより、GR law が成立しているマグニチュード領域は $1.5 \leq m \leq 5.0$ で GR law の b は $b = 1.03$ となっている。ゆえに、 m_c^0 は日本と同様 $m_c^0 = 2.0$ とした。

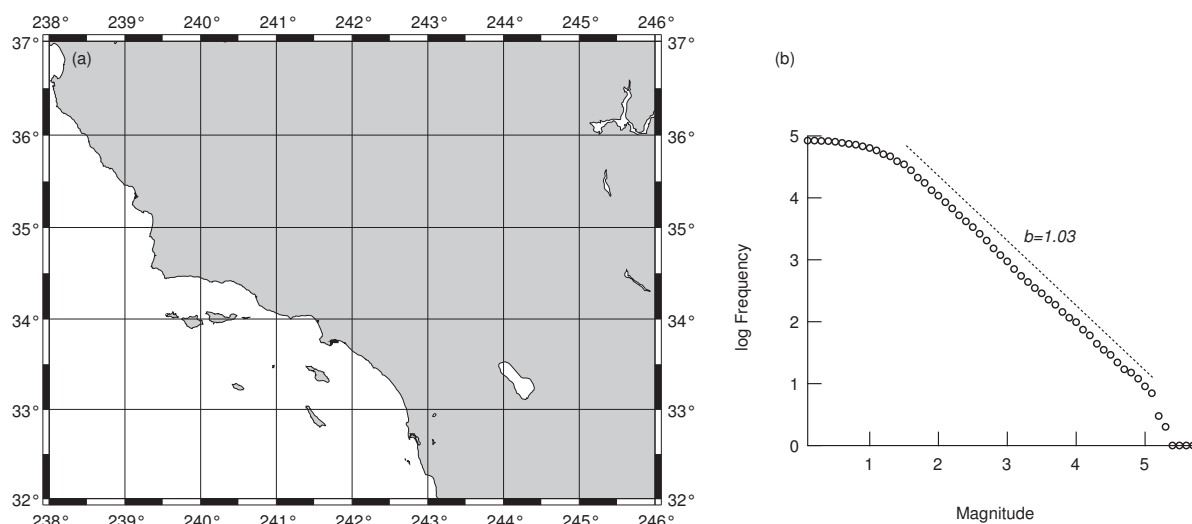


図 2.7: (a) SCEDC がカバーしている地域。 (b) 2001 年 1 月 1 日から 2007 年 12 月 31 日の期間に発生した地震のマグニチュードの累積分布。GR law の b は $b = 1.03$ である。

2.2.3 台湾中央気象局 (CWB) データベース

この地震カタログは台湾中央気象局が管理し [106]、北緯 21 度から 26 度、東経 119 度から 123 度の領域で発生したマグニチュード 0.0 以上の地震の発生時間・場所・深さ・マグニチュードを収録している [107, 108]。図 2.8 (a) はこのデータベースを用いて作成した 2006 年 1 月の台湾周辺で発生した地震の震源マップ [106] である。色が濃さが震源の深さに対応している。このような地震活動の様子は、当局のページ [106] から閲覧することができるが、数値データを利用する際には事前の登録が必要である。本研究では先の 2 つの地震データの解析期間に合わせ、2001 年 1 月 1 日から 2007 年 12 月 31 日までの地震を扱い、その期間におけるマグニチュードの累積度数分布を図 2.8 (b) に示した。これにより、ベキ則は $2.0 \leq m \leq 6.7$ のマグニチュード領域で成立しているため、 $m_c^0 = 2.0$ とした。また、そのときの GR law の b は $b = 0.90$ であった。

2.3 本章のまとめ

本章では、2 次元の BK モデルの概説およびこれまでの研究で広く議論された地震の大きさ (マグニチュード・破壊面積) に関する統計的性質について説明を行った。すでに述べてきたように、このモデルで発生する地震のマグニチュードおよび破壊面積の頻度分布は、3 つに

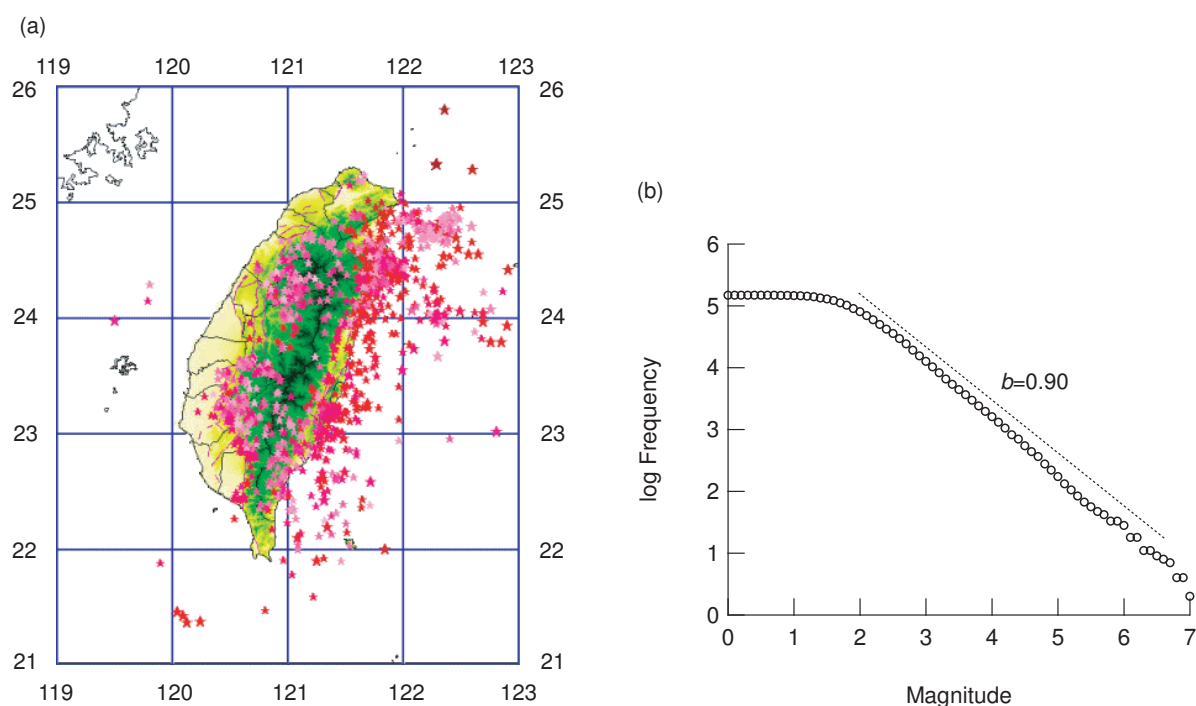


図 2.8: (a) 2006 年 1 月の台湾周辺の地震活動の震源マップ [106]。 (b) 2001 年 1 月 1 日から 2007 年 12 月 31 日までの期間に発生した地震のマグニチュードの累積分布。GR law の b は $b = 0.90$ である。

分類することができ、それぞれ、subcritical, near critical, supercritical と呼ばれている。また、ベキ則にしたがうマグニチュードの領域および near critical を示すパラメータ領域は限定的であることがわかる。このモデルはその後、余震の再現 [91] や長距離相互作用 [97, 99] を含んだモデルへの拡張が行われた。しかし、最近では地震モデルとしての有効性よりもむしろ、モデル固有の性質を明らかにするという数理的側面が強くなり、近年報告されているような地震の統計的性質の枠組みの提案や地震のモデルとして有用なパラメータの推定などは十分に行われていない。

本論文では、2次元 BK モデルで発生した地震の発生間隔と震源間距離の 2 つの統計量に注目し、先行研究も含めた観測データの解析結果と比較する。そして、モデルを特徴づける摩擦や剛性パラメータを変化させ、地震モデルとしての有用なパラメータを推定する。さらに、これら 2 つの統計則のマグニチュード依存性についても詳細に調べた。本研究を通して、2次元 BK モデルの力学モデルとしての新しい性質および、3 つの地震カタログの解析との比較も加えて、地震の経験則へ提唱やモデルの適用限界などの再考を試みる。

第3章 地震のモデルにおける発生間隔の統計的性質

本章では、すべり弱化の摩擦の構成法則を導入した2次元のBKモデルで発生した地震イベントの発生間隔 (interoccurrence time) の統計的性質を調べる。この統計的性質はモデルの摩擦と剛性を特徴づけているパラメータに依存している。特に、サバイバル分布は、日本や南カリフォルニアの地震データの解析結果と同じ Tsallis entropy 最大の原理から導かれる $q > 1$ の q -exponential distribution つまりベキ則でよく fitting できる。これにより、BKモデルの研究ではじめて発生間隔の分布関数としてベキ則を示しただけではなく、このモデルは、地震の発生間隔の統計的性質を再現できる枠組みを持っていることを示唆している。そして、観測データを再現するパラメータは限定的ではあるものの、その領域では、同時に GR law の $b = 1$ や地震波の伝搬速度の比などを再現できるため、このモデルが地震として有用なパラメータ領域をもつことを示す結果である。

3.1 序論

第1章で述べたように、地震の発生間隔は interoccurrence time と recurrence time に分類される。任意に設定された領域内で発生した地震の発生間隔を意味する interoccurrence time は waiting time と呼ばれ、その統計的性質は近年の研究成果により徐々に明らかになってきた [48, 49, 51, 40, 52, 53, 109, 110]。特に、Abe and Suzuki は日本と南カリフォルニアの地震カタログを解析し interoccurrence time のサバイバル分布が $q > 1$ の q -exponential distribution つまり、ベキ分布にしたがうことを示した [40]。この分布関数は、1980年代に Tsallis によって提唱された非加法的統計力学 [36] における Tsallis エントロピー最大の原理から導くことができる。つまり、地震現象の長距離相互作用の存在を示唆し、部分と全体が不可分であることを主張している。

1980年代に Bak, Tang, and Wiesenfeld は自己組織化臨界現象 (self-organized criticality

[SOC]) の概念を提唱した [10]。断層システムが非平衡開放系であることや GR law, Omori law の地震の統計則がベキ則を示すことから、彼らは地震も SOC の枠組みに分類される現象の1つではないかと考えた。Carlson and Langer が1次元の BK モデル [16] を使って GR law の定性的再現を行って以来、BK モデルの数値解析はこれまで以上に進められ、地震現象との比較が行われてきた。特に、前震 (foreshock) の性質である Mogi donuts の再現を示した Mori and Kawamura の研究は [93] このモデルの新しい側面を明らかにしている。しかし、長距離相互作用の取り込み [94, 99] などのモデルの精密化が中心で、近年提唱された発生間隔に関する新しい統計則の検証および地震モデルとして有用なパラメータの最適値の推定は行われていない。

そこで、本章では2次元の BK モデルにて発生した地震の発生間隔 (interoccurrence time) に注目し、先行研究で報告された観測結果と比べることで、このモデルが発生間隔に関する地震の統計則の抽出が可能かどうか、およびこれらの統計則がどのような物理量によって特徴づけられているのかを明らかにすることを目的とする。

第2章で概説した通りこのモデルの無次元化された基礎方程式は、

$$\ddot{U}_{i,j} = l_x^2(U_{i+1,j} + U_{i-1,j} - 2U_{i,j}) + l_y^2(U_{i,j-1} + U_{i,j+1} - 2U_{i,j}) - U_{i,j} - \phi\left(2\alpha\left[\nu + \dot{U}_{i,j}\right]\right) \quad (3.1)$$

である。ただし、

$$l_x^2 = \frac{k_c^x}{k_p}, \quad l_y^2 = \frac{k_c^y}{k_p}, \quad \nu = \frac{v}{D_0\omega_p} = \frac{v}{\hat{v}}, \quad 2\alpha = \frac{D_0\omega_p}{v_1} = \frac{\hat{v}}{v_1},$$

である。この方程式の第4項の摩擦の項には、すべり弱化の摩擦を導入する。

$$\phi(\dot{U}) = \begin{cases} (-\infty, 1] & \dot{U} = 0, \\ \frac{(1-\sigma)}{\{1+2\alpha[\dot{U}/(1-\sigma)]\}} & \dot{U} > 0. \end{cases} \quad (3.2)$$

これにより、このシステムは、 $l_x^2, l_y^2, \alpha, \sigma, \nu$ の5つのパラメータで特徴付けられている。 l_x^2, l_y^2 はそれぞれ x, y 方向の系の剛性を表している。 α はすべり速度を大きくしていったときの動摩擦力の減衰の強さを、 σ は最大摩擦力 (= 1) と動摩擦力 (= $\phi(0)$) との差を表すパラメータである。 ν は無次元化されたプレートの速度を表している。そして式 (3.1) と (3.2) を4次の Runge-Kutta 法で自由端境界条件の下で数値計算を行ない、 10^5 個の地震イベントを用いて interoccurrence time の統計的性質を調べた。

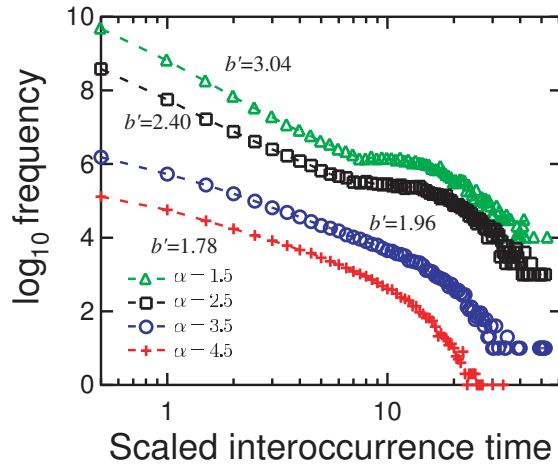


図 3.1: 剛性パラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ に固定したときの、摩擦パラメータ α と発生間隔の頻度分布の関係 (Δ : $\alpha = 1.5$, \square : $\alpha = 2.5$, \circ : $\alpha = 3.5$, $+$: $\alpha = 4.5$)。ベキ指数 b' は点線で表示してあるマグニチュード領域の傾きから計算した。 $\alpha = 4.5$ の場合を除くすべてのパラメータについては違いを明確にするため、縦方向に平行移動している。

3.2 結果

このモデルでは、ブロックのすべりを地震とみなしている。地震の発生時刻は、これまで loading 状態にあったブロックのうちの 1 つがすべり始めた時刻と決める。そして、interoccurrence time は地震の発生時刻の差で定義する。つまり n 番目の interoccurrence time は n 番目および $n + 1$ 番目の地震の発生時刻を t_n, t_{n+1} としたとき $\tau_n = t'_n - t'_{n-1}$ と記述することができる。以後実データとの比較を行いたいため、ある特徴的な時間 $\bar{\tau}$ を使って interoccurrence time を $\tau' = \tau / \bar{\tau}$ の形で規格化する。この $\bar{\tau}$ は任意定数で、BK モデルの場合は $\bar{\tau} = 2.0$, 実データのときには $\bar{\tau} = 20$ (s) とした。 $\bar{\tau}$ を変化させても後に示すような分布関数などの統計的性質の本質的な変化はない。

3.2.1 摩擦パラメータ α の依存性

はじめに interoccurrence time (発生間隔) と断層に作用する摩擦力との関係を調べるため α 依存性について調べた。そのため剛性パラメータである l_x^2, l_y^2 は $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ に固定し、摩擦パラメータ α を 1.5 から 4.5 まで変化させた。まず、平均発生時間 \bar{T} は α を大きくしていくにつれて、 $\bar{T} \simeq 1.73$ ($\alpha = 1.5$), 2.65 ($\alpha = 2.5$), 3.40 ($\alpha = 3.5$), 3.53 ($\alpha = 4.5$) と徐々

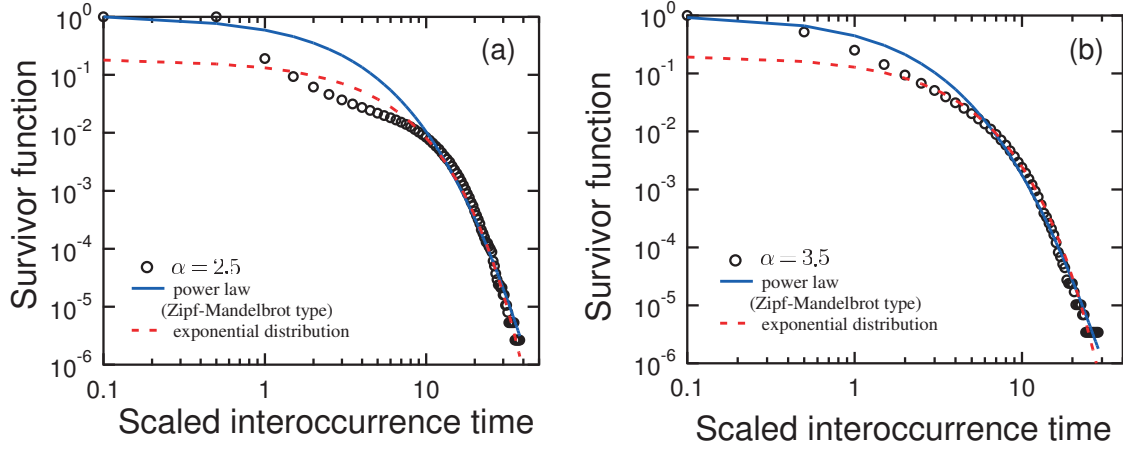


図 3.2: 剛性パラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ に固定して、摩擦パラメータを $\alpha = 2.5$ (a), $\alpha = 3.5$ (b) と変化させたときのサバイバル分布。マーカー、点線、実線はそれぞれデータ点、指数分布での近似曲線、(3.3) 式で定義したベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) での近似曲線に相当する。

に長くなっている。

α を変化させたときの発生間隔の頻度分布を図 3.1 に示す。この図から、すべての α について発生間隔の頻度分布は短い時間領域 $0.5 \lesssim \tau' \lesssim 7$ でベキ的に減衰する。そのときの指数 b' は α が大きくなるにつれて $b' \simeq 3.04$ ($\alpha = 1.5$), $b' \simeq 2.40$ ($\alpha = 2.5$), $b' \simeq 1.96$ ($\alpha = 3.5$), $b' \simeq 1.78$ ($\alpha = 4.5$) と小さくなっていった。また、分布の長時間領域 $\tau' > 10$ に注目するとこの頻度分布は3つに大きく分けることができる。

- (i) テイル部分がベキ分布の外挿に比べて少ない場合 ($\alpha = 4.5$) [Type A]
- (ii) 近似的にベキ分布にしたがう場合 ($\alpha = 3.5$) [Type B]
- (iii) テイル部分がベキ分布の外挿に比べて多い場合 ($\alpha = 1.5, 2.5$) [Type C]

この区別は第2章で述べたマグニチュード分布および破壊面積の確率分布と同じ傾向を示していることがわかる。つまり、(i), (ii), (iii) はそれぞれ subcritical, near critical, supercritical に相当している。 α を変化させた結果、 $\alpha \approx 3.5$ の時に分布関数がベキ則に最も近いため、システムは臨界状態 (near critical state) に近いことがわかる。BK モデルにおける発生間隔の分布関数がベキ則を示すという結果は CA 版では報告があるが [34]、すべり速度依存の摩擦の構成法則を取り込んだ BK モデルの研究としては初めての結果である。

次に発生間隔のサバイバル分布 $D(\tau') = 1 - \text{prob}(t > \tau') = 1 - P(\tau')$ ($P(\tau')$ は累積確率分布) の統計的性質の α 依存性に注目した。先行研究 [40] では日本と南カリフォルニアの $D(\tau')$ は、次のようなべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) でもっともよく fitting できると報告されている。

$$D(\tau') = \frac{1}{(1 + \epsilon\tau')^\gamma} = e_q(-\tau'/\tau_0) = [(1 + (1 - q_t)(-\tau'/\tau_0))^{\frac{1}{1-q_t}}]_+, \quad (3.3)$$

ただし $([a]_+ \equiv \max[0, a])$ であり $\epsilon, \gamma, q_t, \tau_0$ は正のパラメータである。特に, $q_t, \tau_0, e_q(x)$ はそれぞれエントロピーインデックス、特性時間、 q -exponential distribution と呼ばれている。 $e_q(x)$ は $q \rightarrow 1$ の極限で指数分布に収束するという性質を持っている。

図 3.2 は BK モデルで発生した地震の $D(\tau')$ の例であり (a) は $\alpha = 2.5$, (b) は $\alpha = 3.5$ である。本研究では α の最適値を見積もるために、 $D(\tau')$ の分布関数として観測データの解析結果と同じべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) を用いた。図 3.2 において最小 2 乗法で推定したパラメータ q_t, τ_0 の最適値と相関係数 ρ_z は $\alpha = 2.5$ のとき $q_t = 1.10, \tau_0 = 2.26, \rho_z = 0.986$, $\alpha = 3.5$ のとき $q_t = 1.08, \tau_0 = 2.05, \rho_z = 0.989$ である。これら 2 つの q -value は 1 に近いことから同時に $D(\tau') = Ae^{-\tau'/\tilde{\tau}}$ で与えられる指数分布でも fitting を行つた。この場合の相関係数を ρ_e と表記すると, $\alpha = 2.5$ のとき $A = 0.16, \tilde{\tau} = 5.08, \rho_e = 0.988$ であるのに対して, $\alpha = 3.5$ のとき $A = 0.18, \tilde{\tau} = 3.97, \rho_e = 0.980$ である。これにより、 $\alpha = 2.5$ のときは指数分布が $\alpha = 3.5$ のときはべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) が $D(\tau')$ の分布関数としてふさわしいことがわかる。

α を変化させると $\alpha \approx 3.5$ のあたりの発生間隔の統計的性質は、実際の地震データで観測されたべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) をもっともよく記述できることを数値的に確認できた。詳細については、3.4.2 で議論するが、 $D(\tau)$ がべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) でいい精度で fitting できるという傾向は、系が subcritical 状態を示しているときに現れる。また時間に関するパラメータである $\tau_0, \tilde{\tau}$ は q_t に比べて α の依存性が大きいこともわかる。

3.2.2 剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 の依存性

次に interoccurrence time と断層の剛性との関係を調べるため摩擦パラメータ α を $\alpha = 3.5$ に固定して剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 を変化させた。ここでは $l_x^2 = l_y^2$ という等方的な場合と $l_x^2 \neq l_y^2$ のような異方的な場合をみつかった。まず、平均発生時間 \bar{T} は $\bar{T} \simeq 3.94$ ($l_x^2 = l_y^2 = 1$), 2.24

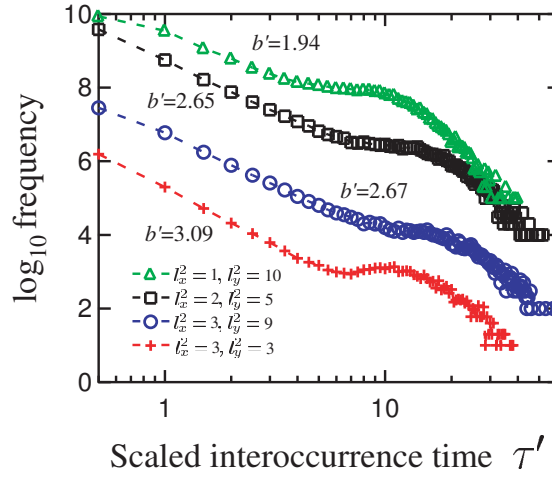


図 3.3: 摩擦パラメータを $\alpha = 3.5$ と固定して剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 を変化させたときの度数分布。(△: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 10$, □: $l_x^2 = 2, l_y^2 = 5$, ○: $l_x^2 = l_y^2 = 3$, +: $l_x^2 = 3, l_y^2 = 9$)。ベキ指数 b' は点線で表示してあるマグニチュード領域の傾きから計算した。 $l_x^2 = 1, l_y^2 = 10$ の以外は、違いをはっきりさせるために、縦方向に平行移動させている。

($l_x^2 = l_y^2 = 3$), 2.08 ($l_x^2 = 2, l_y^2 = 5$), 0.973 ($l_x^2 = 3, l_y^2 = 9$) となり l_x^2, l_y^2 を大きくすると徐々に短くなっていく。

図 3.3 は異なる剛性パラメータに対する発生間隔の頻度分布である。この場合についても短い時間領域で分布関数がベキ分布とみなせる領域が存在し、そのときの指数 b' は $b' \simeq 2.67$ ($l_x^2 = l_y^2 = 3$), $b' \simeq 3.09$ ($l_x^2 = 3, l_y^2 = 9$), $b' \simeq 2.65$ ($l_x^2 = 2, l_y^2 = 5$), $b' \simeq 1.94$ ($l_x^2 = 1, l_y^2 = 10$) となった。 $\alpha = 3.5$ のもとで l_x^2, l_y^2 を変化させると、の場合は、 $l_x^2 \gtrsim 3, l_y^2 \gtrsim 3$ の領域では、分布関数は Type A に属しており、 $10 \lesssim \tau' \lesssim 30$ の時間領域で緩やかな場合をふくめてピークを持つ。このことは、準周期的に大きな地震が発生することを意味しており、1次元BKモデル [81, 93, 95] と同じ傾向を示している。

図 3.4 は剛性パラメータを変化させた場合のサバイバル分布 $D(\tau')$ の例で $l_x^2 = l_y^2 = 3$ (a), $l_x^2 = 3, l_y^2 = 9$ (b) である。先の α 依存性のときと同じように分布関数の候補として、ベキ分布 (Zipf-Mandelbrot power law) と 指数分布を取り上げ解析を行った。その結果、分布関数としてベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) を仮定した場合の最適値は (a) のとき $q_t = 1.08, \tau_0 = 2.67$, (b) のとき $q_t = 1.13, \tau_0 = 1.23$ であった。またそのときの相関係数は、 $\rho_z = 0.954$ (a), $\rho_z = 0.921$ (b) である。これに対して指数分布の場合は (a) のとき $A = 0.08, \tau_0 = 5.52$, (b) のとき $A = 0.017, \tau_0 = 4.46$ であり、相関係数は (a), (b) それぞれ

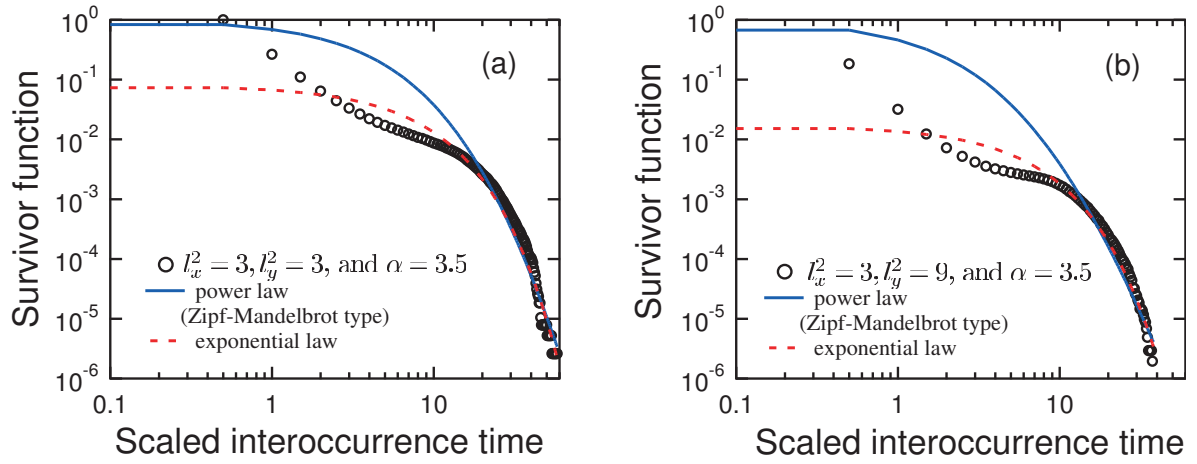


図 3.4: $\alpha = 3.5$ のもとで剛性パラメータを変えたときのサバイバル分布。(a) $l_x^2 = l_y^2 = 3$, (b) $l_x^2 = 3, l_y^2 = 9$ 。マーカー、点線、実線はそれぞれデータ点、指数分布での近似曲線、(3.3) 式で定義したベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) での近似曲線に相当する。

$\rho_e = 0.974, \rho_e = 0.962$ となった。これにより、これら 2 つの場合に関しては指数分布の方が $D(\tau')$ としてふさわしいといえる。特に、 $\alpha = 3.5$ のときではベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) が近似曲線としてふさわしい l_x^2, l_y^2 の領域は非常にせまく、 $l_x^2 \lesssim 2, l_y^2 \lesssim 2$ の領域となる。

3.2.3 マグニチュードのしきい値 m_c 依存性

ここでは、大きな地震の発生間隔のサバイバル分布 $D(\tau')$ もベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) にしたがうのかを調べるため、マグニチュードのしきい値 m_c をもうけ、その依存性について議論する。このモデルにおける地震の規模を示す地震のマグニチュード m は $m = (\log \sum_{i,j}^n \delta U_{i,j})/1.5$ で定義する [21]。ただし $\delta U_{i,j}$ はサイト (i, j) のブロックが 1 つのイベント中ですべった量、 n はすべったブロックの数である。ここでは、パラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 2.5$ と固定してマグニチュードのしきい値 m_c をあげていき、 $D(\tau')$ の分布関数として Zipf-Mandelbrot power law が生き残るかを調べた。

先のパラメータの設定のもとではマグニチュード m は $-0.86 \leq m \leq 1.5$ であるが、統計の精度の観点から m_c の上限を $m_c = -0.60$ に決め m_c を $-0.80, -0.75, -0.70, -0.65, -0.60$ まで変化させた。図 3.5 (a) は $m_c = -0.70, -0.60$ のときの発生間隔の頻度分布である。その結果、図 3.1 (a) に示したような分布関数がベキ則を示す領域はなくなり、 $10 \lesssim \tau \lesssim 40$ の領域でむしろ指数関数的に減衰している。この結果は、サバイバル分布 $D(\tau')$ にも表れて

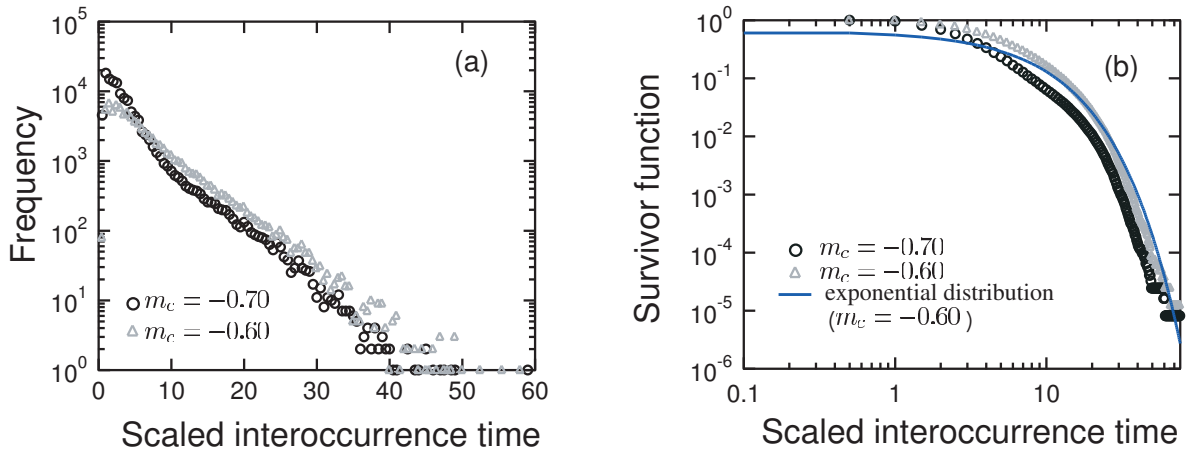


図 3.5: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 2.5$ のもと $m_c = -0.70, -0.60$ としたときの発生間隔の統計的性質の変化。(a) 頻度分布, (b) サバイバル分布。

いる。図 3.5 (b) は $m_c = -0.70, -0.60$ のときの $D(\tau')$ であるが、ベキ則よりも指数分布の方が分布関数としてふさわしいことを表している。これにより、発生間隔の頻度分布および $D(\tau')$ の分布関数は、小さい地震を除くとベキ則からは外れてしまうため、定性的に変化することがわかった。第5章で示すが複数の検定の結果、指数分布よりもふさわしい分布関数が存在し、それが log-Weibull 分布であることがわかる。

3.2.4 システムサイズ依存性

最後に発生間隔の統計的性質がシステムサイズを大きくしても維持されるのかを議論するためシステムサイズ依存性について調べた。そこで、 $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ のもとで、ブロックのサイズ N を $N = 625$ (25×25) から $N = 22500$ (150×150) まで変化させた。このパラメータのときには後述 3.3.1 で述べるが、GR law の $b = 1$ や発生間隔のサバイバル分布 $D(\tau')$ 分布関数がベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) を示すため、地震現象に近い統計的性質を生み出すパラメータであるとみなすことができるからである。

図 3.6 (a) より頻度分布は $1 \lesssim \tau' \lesssim 20$ の領域で power law にしたがって、その指数は $b' \simeq 2.07$ ($N = 625$), $b' \simeq 2.16$ ($N = 2500$), $b' \simeq 2.18$ ($N = 10000$), $b' \simeq 2.16$ ($N = 22500$) である。このことから頻度分布がベキ則を示す傾向はシステムサイズを変えても成立し、その指数は $N \gtrsim 2500$ で $b \sim 2.1$ となっている。しかし、発生間隔の最大値は N を大きくしていくにつれて長くなっている。図 3.6 (b) は $N = 625, 2500, 10000, 22500$ のときのサバイ

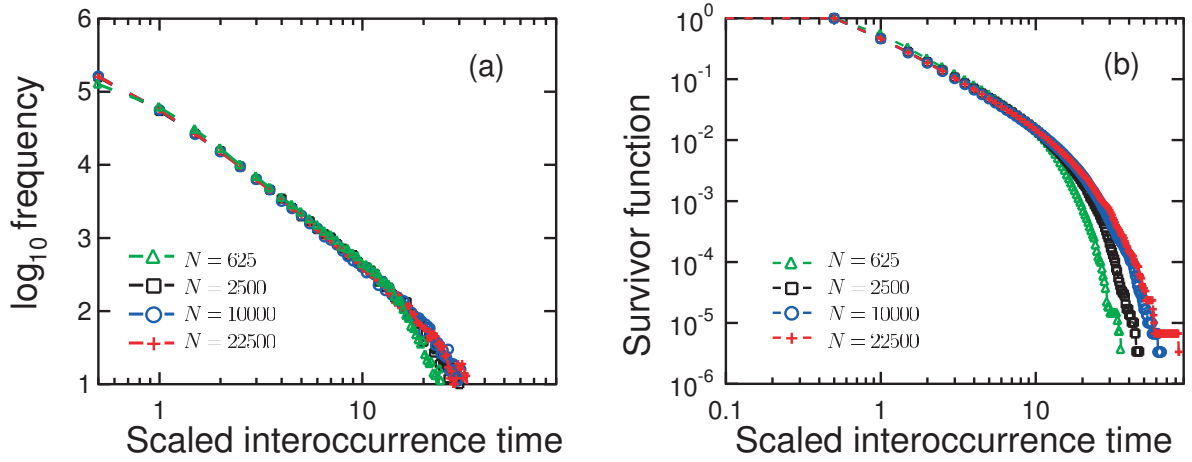


図 3.6: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ における発生間隔の発生間隔のシステムサイズ依存性。ここではシステムサイズ N を $\triangle: N = 625, \square: N = 2500, \circ: N = 10000, +: N = 22500$ と変化させた。(a) 頻度分布, (b) サバイバル分布。

バル分布 $D(\tau')$ である。このデータをベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) を最適分布関数として導入して最適パラメータを見積もると, $q_t = 1.04, \tau_0 = 2.34$ ($N = 625$), $q_t = 1.06, \tau_0 = 2.55$ ($N = 2500$), $q_t = 1.11, \tau_0 = 2.48$ ($N = 10000$), $q_t = 1.15, \tau_0 = 2.10$ ($N = 22500$) となった。また相関係数は $\rho_z = 0.989$ ($N = 625$), $\rho_z = 0.986$ ($N = 2500$), $\rho_z = 0.989$ ($N = 10000$), $\rho_z = 0.970$ ($N = 22500$) であり分布のテイルが伸びているにも関わらず、 N を大きくしても fitting の精度は高いレベルを保っている。これらの結果から発生間隔のサバイバル分布 $D(\tau')$ は統計的に $N \lesssim 22500$ のシステムサイズの範囲内で変化しないことを意味している。

以上より発生間隔の統計的性質は $2500 \lesssim N \lesssim 10000$ の範囲で、頻度分布のベキ分布およびサバイバル分布 $D(\tau')$ のベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) は変化せず維持している。それゆえに、本研究においてシステムサイズ N を 2500 に設定することでシステムサイズ依存性は無視できるほど小さい。この結果は、領域サイズを変えても発生間隔の統計的性質は維持されるものと推測でき、イランの地震の解析でもその傾向が確認されている [41]。

表 3.1: 2次元BKモデルで発生させた地震と地震のデータとの比較。

l_x^2	l_y^2	α	頻度分布	サバイバル分布	b -value	P波/S波
1	3	1.5	Type C	ベキ則 (Zipf-Mandelbrot)	~ 1.57	1.7
1	3	2.5	Type C	指数分布	~ 1.15	1.7
1	3	3.5	Type B	ベキ則 (Zipf-Mandelbrot)	~ 1.00	1.7
1	3	4.5	Type A	ベキ則 (Zipf-Mandelbrot)	~ 0.88	1.7
1	1	3.5	Type A	ベキ則 (Zipf-Mandelbrot)	~ 1.11	1.0
3	3	3.5	Type C	指数分布	~ 1.54	1.0
2	5	3.5	Type C	指数分布	~ 1.31	1.6
3	3	3.5	Type C	指数分布	~ 1.37	1.7
地震データ			Type B	power law [40]	~ 1.0	1.7

3.3 議論と考察

3.3.1 最適パラメータの推定

ここでは先行研究との比較を行い、地震のモデルとしての有効範囲を調べるため、観測データの解析結果をもっとも再現することができるよう l_x^2, l_y^2, α を調節した。表 3.1 から発生間隔の統計的性質の側面から見積もった最適化パラメータは $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ である。先行研究 [111] において、発生間隔の頻度分布のベキ指数 b' は、Omori law の p と $b' = 2 - (1/p)$ という関係があることが報告され、 b' の実際の値は $p \sim 1.2$ より $b' \sim 1.2$ である (図 3.7 (a))。ゆえに、観測事実を準定量的に再現していることになる。

図 3.7 (b) は南カリフォルニアと日本のサバイバル分布 $D(\tau')$ と最適化パラメータである $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ の結果を重ねて表示している。ただし実データの結果は先行研究 [40] を引用し、 $\bar{\tau}$ を 1000 (s) とした。図 3.2, 3.7 から、BK モデルで発生した地震の分布関数は定量的に観測データと同じベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) を抽出できることがわかる。しかし $0.4 \lesssim \tau' \lesssim 4$ の領域では、わずかではあるが近似曲線とデータ点との間に差がある。これは b' が観測値に比べて大きい $b' \approx 1.96 (> b' \approx 1.2)$ が原因である。つまり b' がいまよりも小さくなるようにモデルを修正すれば、近似曲線との差も小さくなると考えられる。具体的には余震 (Omori law) の再現が求められている。

最後に発生間隔の統計則以外にも GR law の b , P 波と S 波の比の観点からパラメータの

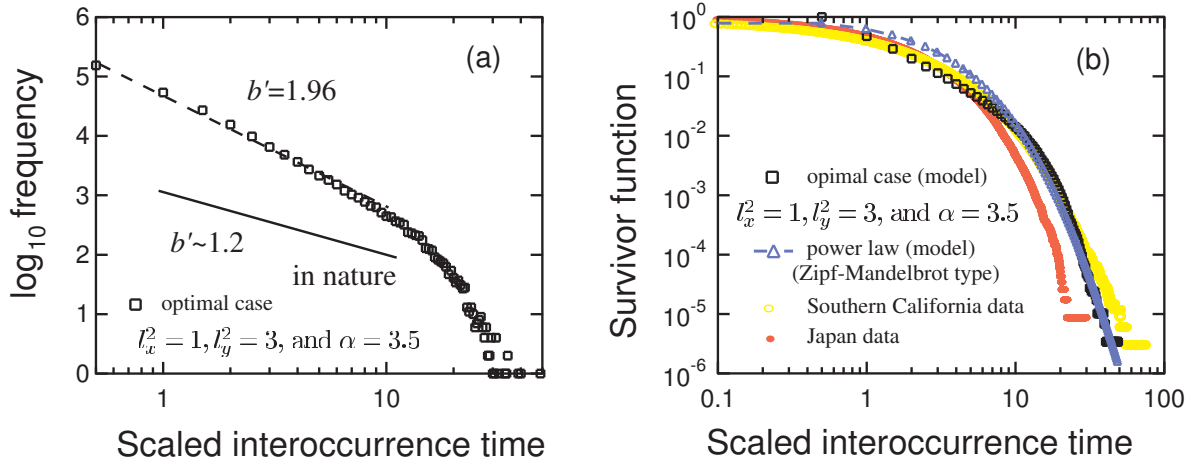


図 3.7: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ のときの BK モデルの結果と日本および南カリフォルニアの実データとの比較。頻度分布 (a), サバイバル分布 (b)。(b) の最適パラメータは、南カリフォルニア ($q_t = 1.13, \tau_0 = 1.72$)、日本 ($q_t = 1.05, \tau_0 = 1.58$)、2次元 BK モデル ($q_t = 1.08, \tau_0 = 2.05$) である。

最適化を行う。表 3.1 より発生間隔から推定した最適値 $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ のときは、このモデルは GR law の $b = 1$ も得られる。また剛性パラメータ $l_x = \sqrt{k_c^x/k_p}, l_y = \sqrt{k_c^y/k_p}$ を $l_x = \sqrt{\frac{k_c^x/m}{k_p/m}}, l_y = \sqrt{\frac{k_c^y/m}{k_p/m}}$ のように書き換えると、 l_x と l_y の比は S 波と P 波の速度比に相当することがわかる。なぜならば x 方向は地震波の伝搬方向とばねの振動の方向が垂直であるのに対して、 y 方向は地震波の伝搬方向とばねの振動の方向が平行であるためである。P 波と S 波の実際の速度はそれぞれ約 7 (km/s), 4 (km/s) であるため、 l_y/l_x の比は約 1.7 である。 $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ の場合はその比は 1.7 であり観測と非常に近い値を持つ。この条件の下では $l_x^2 = 2, l_y^2 = 5$, や $l_x^2 = 3, l_y^2 = 9$ でも満足するが、発生間隔のサバイバル分布の近似曲線は、指数分布の方がふさわしくなり、発生間隔の統計則が実データと異なる結果となるため、最適パラメータとしてふさわしくはない。本研究を通して GR law の $b = 1$ や地震波の伝搬速度の比などもっとも再現するときの最適化パラメータの値は、偶然にも発生間隔の統計則から見積もった最適化パラメータ値と一致して $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ である。このときは、応力に関する統計的性質も再現することが報告されており [89]、このモデルが地震のモデルとして意味を持つパラメータは $l_x^2 \approx 1, l_y^2 \approx 3, \alpha \approx 3.5$ であると結論づけられる。

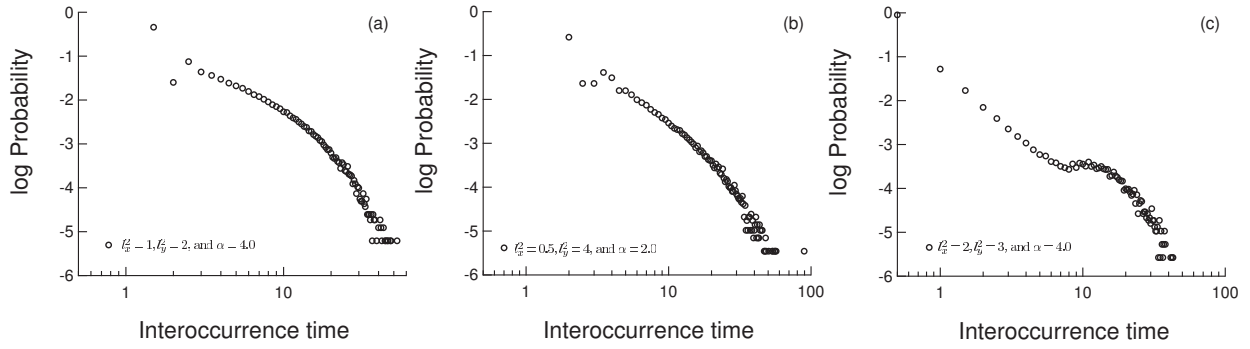


図 3.8: 発生間隔分布 $P(\tau)$ と地震活動との関係。(a) subcritical ($l_x^2 = 1, l_y^2 = 2, \alpha = 4.0$), (b) critical ($l_x^2 = 0.5, l_y^2 = 1, \alpha = 2.0$), (c) supercritical ($l_x^2 = 3, l_y^2 = 6, \alpha = 3.5$)。

3.3.2 地震の前兆現象との関係

地震を統計的に予測する方法の1つとして前兆現象をとらえる、つまり大きな地震の前に現れる統計則の変化をとらえる方法がある。その研究例としては、GR law の b -value が変動するという報告もある [112] が、明確な傾向はつかみきれていない。Rundle, Klein, Turcotte, and Malamud は、self-organizing spinodal (SOS) モデルを提案し、大地震発生後には地震活動が変化するのではないかと示唆した。具体的には、マグニチュードと発生頻度の関係の m の大きい部分が、大地震が近づいていくとともに、subcritical から critical を介して supercritical 状態の変化をモデルから推測した [113]。この研究をうけて、Chen は台湾の地震データを用いて、1999 年に発生した Chi-Chi の大地震の前の地震活動の変化を追跡し、SOS モデルと同じ傾向が現れることを報告した [114]。これら 2 つの結果は、大地震の前に地震活動が変化しその影響が GR law に反映されることから、マグニチュード分布の変化は大地震の前兆をとらえる指標と考えることができる。3.2 で示したように、同じような臨界状態の変化は、発生間隔分布 $P(\tau)$ にも現れており、ここでは発生間隔の側面から前兆現象の指標を提案することを試みる。

図 3.8 は発生間隔の確率分布 $P(\tau)$ であり、(a), (b), (c) の順に subcritical, near critical, supercritical の 3 つの状態を表し、そのときのパラメータの値は、 $l_x^2 = 1, l_y^2 = 2, \alpha = 3.5$ (a), $l_x^2 = 0.5, l_y^2 = 1, \alpha = 2.0$ (b), $l_x^2 = 3, l_y^2 = 6, \alpha = 3.5$ (c) である。このときのサバイバル分布 $D(\tau)$ を図 3.9 に示している。最適化パラメータは、(a), (b), (c) の場合 ($q_t = 1.02, \tau_0 = 7.62$), ($q_t = 1.10, \tau_0 = 6.24$), ($q_t = 1.09, \tau_0 = 4.06$) これらの図から、subcritical, near critical, supercritical へと変化していくにつれて $D(\tau)$ のべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) での

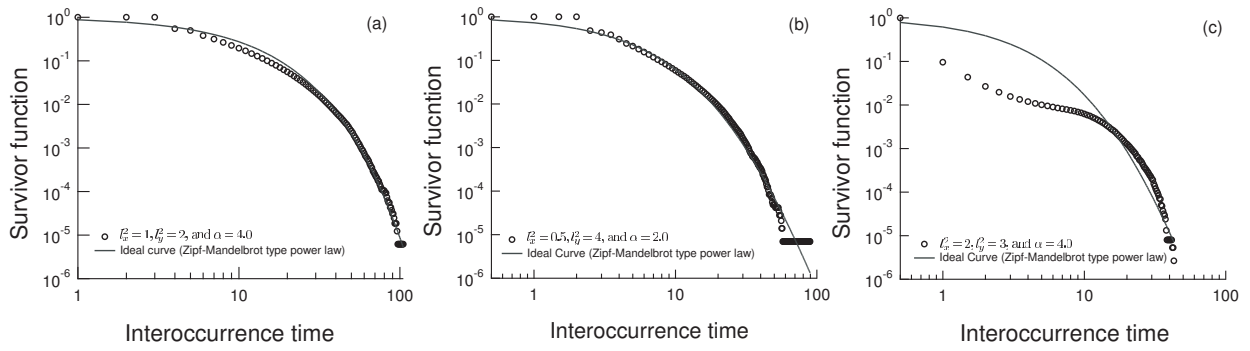


図 3.9: 発生間隔のサバイバル分布 $D(\tau)$ と地震活動との関係。(a) subcritical ($l_x^2 = 1, l_y^2 = 2, \alpha = 4.0$), (b) critical ($l_x^2 = 0.5, l_y^2 = 1, \alpha = 2.0$), (c) supercritical ($l_x^2 = 3, l_y^2 = 6, \alpha = 3.5$)。

表 3.2: 2次元 BK モデルにおける発生間隔の統計的性質と地震現象との関係

地震活動	パラメータ			$P(\tau)$		$D(\tau)$	
	l_x^2	l_y^2	α	b'	q_t	τ_0	ρ_z
subcritical	0.5	0.5	2.0	2.74	1.01	5.14	0.995
subcritical	1	2	4.0	2.09	1.02	7.62	0.996
critical	0.5	1	2.0	2.72	1.10	6.24	0.990
critical	1	3	3.5	1.96	1.08	5.10	0.989
supercritical	3	6	3.5	2.86	1.09	4.06	0.929
supercritical	1	9	4.0	2.16	1.06	8.52	0.983

fitting の精度は徐々に悪くなっていくことが明らかである。例えば、図 3.9 の場合、データ点と近似曲線との間の相関係数 ρ_z は $\rho_z = 0.996$ (a), $\rho_z = 0.990$ (b), $\rho_z = 0.928$ (c) となっている。図中以外のパラメータでの頻度分布 b' およびサバイバル分布の最適パラメータ (q_t, τ_0) の結果を表 3.2 に示す。この表から、 $D(\tau)$ の相関係数 ρ_z は subcritical, near critical, supercritical へと変わっていくにつれて徐々に 1 から離れていき、ベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) での fitting の精度は悪くなるという傾向は確認できる。

これにより、マグニチュードの分布の変化と同じような地震活動の変化は発生間隔のサバイバル分布 $D(\tau')$ に現れ、ベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) との fitting の精度が大地震の前兆現象の指標の 1 つとして位置づけられることを示唆している。しかしながら現時点では定性的な説明にとどまっており、今後定量的な解析に基づく評価を検討する必要がある。

3.4 本章のまとめ

本研究では2次元のBKモデルで発生した地震の interoccurrence time (発生間隔) を調べた。その結果この統計則は、断層システムを特徴づけているパラメータである剛性 l_x^2, l_y^2 と摩擦 α に依存していることがわかった。また、頻度分布とサバイバル分布 $D(\tau')$ がベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) に従うという観測事実を再現する。そして、マグニチュードのしきい値 m_c をあげていくと、これらの分布関数はベキ分布からはずれて指数分布の方がよりふさわしいことを示した。次に、2次元BKモデルが地震のモデルとして有用なパラメータ範囲を推定するために、発生間隔の統計則をもっとも再現するようにパラメータ推定し $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ を得た。このパラメータのもとでは、発生間隔の統計的性質だけではなく GR law の b 値や地震波の伝搬速度の比を再現することができる。本研究を通して、2次元BKモデルが非加法的統計力学 (Tsallis 統計) から導かれるベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) を取り出すことができるというモデル固有の性質を明らかにし、地震 (断層システム) に似た長距離相互作用を内在していることを示唆している。確かに、このモデルは断層の複雑な物理過程を無視しているが、地震の発生間隔の統計則という観点からとらえると reality のあるモデルであることがいえる。さらに、stick-slip 運動を伴う系において同じような統計則が成立するかどうかを検討することが今後の課題である。

第4章 地震のモデルにおける地震の震源 間距離の統計的性質

第3章では2次元BKモデルで発生した地震発生間隔の統計的性質について報告した。本章では震源間距離 (hypocenter interval) に注目し、摩擦や剛性パラメータ依存性を調べた。その結果、震源間距離のサバイバル分布 $D(r')$ は $q < 1$ の q -exponential distribution で fitting でき、日本と南カリフォルニアの地震データの解析結果と一致した。そしてこの分布は系の剛性、摩擦、およびマグニチュードのしきい値 m_c を変えると、分布関数を特徴づけるパラメータが変化する。また Abe and Suzuki が提唱した時空間の q -value の合計値に関する経験式 $q_t + q_r \sim 2$ についても準定量的に再現できる。前章及び本章を通して、非加法的統計力学をもとに提唱された地震の統計性質の再現というこのモデルの新しい側面を明らかにする一方で、長距離相互作用および長距離相関の存在も示唆している。

4.1 序論

次の地震がどこで発生するかという問題は、地震予測の側面では大事な問題の1つである。そのため、第1章で述べたように、地震の空間的距離（震源間距離）についての統計的性質を調べる研究は発生間隔の研究と同様行われてきた [41, 42, 76]。例えば、Ito が震源間距離 (epicenter intervals) の分布関数がべき則を示すことを初めて示し [48]、断層のフラクタル性との関係について示唆を与えた。その後、Davidsen and Paczuki は地震数を増やし詳細な解析を行い、分布関数に2種類のべき指数の異なるべき則が現れることを示した [76]。Abe and Suzuki は interoccurrence time と同様の解析を震源間距離についても行い、サバイバル分布 $D(r')$ の分布関数が q -exponential distribution ($q < 1$) にしたがうことを示した [42]。つまり、震源間距離には空間的にも長距離相互作用が存在し、また分布関数はべき則にしたがわないことを報告した。この結果は文献 [76] と異なるが Abe and Suzuki はすべての長さの領域での fitting をしているため解析手法にその原因がある。この場合においてもある特

微的な長さのところに確率密度分布がピークを持つことは変わらない。また interoccurrence time のサバイバル分布の q -value, q_t と epicenter interval のサバイバル分布の q -value, q_r の合計値に関する経験式, $q_t + q_r \sim 2$ を提唱した。さらに、イランの地震データを用いても同じような分布関数と経験式が得られることが報告されている [41]。

地震の統計則の研究ではデータの数が有限であることをうけ、数理モデルの解析を用いて、地震統計則の再現や地震発生メカニズムを推定する研究が行われてきた [24]。数理モデルの利点は、統計を取る上で十分なデータを算出できること、モデルパラメータを変化させることによって、さまざまな地殻の状況を設定することが可能であることなどがあげられる。BK モデルは複雑な断層システムを stick-slip 運動としてみなしているという点で非常に理想化されたモデルではあるが GR law や第3章で示した interoccurrence time の統計的性質を再現する [44] など、地震の統計則を議論する上で reality のあるモデルである。近年、このモデルにおける大地震発生前の空間相関に注目した研究も行われている [86, 93, 95, 98] が、震源間距離の統計則の議論は十分に行われていない。本章では、2次元BKモデルのイベントの空間距離の統計的性質だけではなく、その統計則が摩擦や剛性、マグニチュードの閾値などといった断層を特徴付ける物理量の変化に対してどのような影響を受けるのかを推定することを目的とする。

第2章で概説した通りこのモデルの基礎方程式は、

$$\ddot{U}_{i,j} = l_x^2(U_{i+1,j} + U_{i-1,j} - 2U_{i,j}) + l_y^2(U_{i,j-1} + U_{i,j+1} - 2U_{i,j}) - U_{i,j} - \phi\left(2\alpha\left[\nu + \dot{U}_{i,j}\right]\right) \quad (4.1)$$

であり、第4項の摩擦の関数形は

$$\phi(\dot{U}) = \begin{cases} (-\infty, 1] & \dot{U} = 0, \\ \frac{(1 - \sigma)}{\{1 + 2\alpha[\dot{U}/(1 - \sigma)]\}} & \dot{U} > 0, \end{cases} \quad (4.2)$$

で与えられる [81]。(4.1) 式と (4.2) 式を自由端境界条件の下で4次の Runge-Kutta algorithm で時間差分 $\Delta t = 0.001$ として数値計算した。第3章で述べたように、このモデルが地震のモデルとして有効なパラメータ領域は $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha \approx 3.5$ である [44, 89]。このパラメータ領域において、このモデルは $b = 1$ の GR law や発生間隔分布のベキ則、地震の前後の応力降下量がマグニチュードの大きさによらず、同じオーダーであるという統計的性質、地震波の縦波と横波の速度比などの地震の性質を取り出すことができるためである。それゆえに、剛性 l_x^2, l_y^2 、および α はその最適値周辺でのパラメータ依存性を調べた。本研究ではシステムサイズを原則として $N_x = 100, N_y = 25$ に固定する。また $l_x^2, l_y^2, \alpha, \sigma, \nu$ の5つのうち σ と ν

を 0.01 に固定をし、 l_x^2, l_y^2, α を最適値周辺で変化させ震源間距離の統計的性質を調べた。また、BK モデルにおける地震の規模を表すマグニチュード m を $m = \log_{10} \left(\sum_{i,j}^n \delta u_{i,j} \right) / 1.5$ で定義する。ただし $\delta_{i,j}$ はすべりのイベント中にサイト (i, j) がすべった変位量の合計を n はすべったブロックの数を意味している。

4.2 結果と考察

本章では 2 次元の BK モデルで発生した地震の震源間距離の統計的性質に注目する。このモデルでは、1 つのイベントにおいてブロックが 1 番はじめにすべった位置を震源 (2 次元ゆえ震央 (hypocenter)) とみなす。 n 番目の震源間距離 r_n は $r_n = |\vec{r}_{n+1} - \vec{r}_n|$ で定義する。ここで \vec{r}_n, \vec{r}_{n+1} は n 番目および $n+1$ 番目の震源の位置ベクトルである。また、スケールパラメータ \bar{r} を $\bar{r} = 20$ として導入し $r' = r/\bar{r}$ の形で規格化を行った。 \bar{r} を変えても統計性質は変化しないことは、すでに検証し確認している。

ここでは 2 次元空間上での震源間距離のサバイバル分布 $D(r') = 1 - \text{prob}(\xi > r') = 1 - P(r')$ ($P(r')$ は累積確率分布) の分布関数として、日本と南カリフォルニアでよく fitting できると報告された q -exponential distribution, $e_q(x)$ を考える。つまり

$$D(r') = e_q(-r'/r_0) = [1 + (1 - q)(-r'/r_0)]^{1/(1-q)}_+, \quad (4.3)$$

である。ここで q, r_0 はそれぞれエントロピーインデックスと特性距離を意味するパラメータである。また $[a]_+ \equiv \max [0, a]$ である。第 3 章でも記したとおり $q \rightarrow 1$ の極限で q -exponential distribution は指数分布に収束し、その逆関数は q -logarithmic function, $\ln_q(x)$ と呼ばれ

$$\ln_q(x) = \frac{1}{1-q} (x^{1-q} - 1). \quad (4.4)$$

で与えられる。ただし $q > 1$ の場合の q -exponential distribution は、 $1/(1 + \epsilon r)^\gamma$ のベキ則と等価である [36]。これらの設定の下で 2 次元 BK モデルのパラメータ l_x^2, l_y^2, α , マグニチュードの閾値 m_c を変化させて震源間距離の統計則を調べた。ただし、すべての場合において、震源間距離の分布関数にベキ則が確認できなかったため、 $q < 1$ での q -exponential distribution での fitting を行った。実際に $q > 1$ の場合でも fitting を行ったが、 $q < 1$ の方が最適という結果を得た。

4.2.1 摩擦パラメータ α 依存性

まず、震源間距離 (hypocenter interval) の統計的性質の摩擦パラメータ依存性を調べるため、剛性パラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ に固定して α を 1.0 から 5.0 まで変化させた。図 4.1 (a), (b) は震源間距離のサバイバル分布 $D(r')$ の例で $\alpha = 2.5$ (a), $\alpha = 3.5$ (b) である。マーカークがデータ点を実線は (4.3) で定義した q -exponential distribution の近似曲線である。分布関数を特徴づけるパラメータ q_r, r_0 および 相関係数 R_r^2 を最小2乗法で見積もった結果 $\alpha = 2.5$ のとき $q_r = 0.479, r_0 = 2.54, R_r^2 = 0.9988$, $\alpha = 3.5$ のときには $q_r = 0.474, r_0 = 2.56, R_r^2 = 0.9986$ と求まった。

図 4.1 (c), (d) は q_r, r_0 のパラメータの α 依存性のグラフである。このグラフから q_r は α を大きくすると、小さくなっていく。これにに対して r_0 は α を大きくするとともに大きくなる傾向を示す。その間の R_r^2 は 0.9985 ($\alpha = 4.5$) から 0.9991 ($\alpha = 1.0$) となり $D(r')$ の近似曲線として q -exponential distribution がふさわしいことがわかる。これにより震源間距離の統計的性質は、分布関数を特徴づけているパラメータ (q, r_0) が推移するという形で α 依存性を持っている。

4.2.2 剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 依存性

次に、系の剛性との関係を調べるため、摩擦パラメータを $\alpha = 3.5$ に固定して l_x^2, l_y^2 を変化させた。図 4.2 は $l_x^2 = l_y^2 = 4$ (a) と $l_x^2 = 10, l_y^2 = 30$ (b) の場合のサバイバル分布の例である。それぞれの場合のパラメータと R_r^2 は $l_x^2 = 4, l_y^2 = 4$ のとき $q_r = 0.470, r_0 = 2.59, R_r^2 = 0.9990$, $l_x^2 = 10, l_y^2 = 30$ については $q_r = 0.508, r_0 = 2.42, R_r^2 = 0.9988$ となった。各 l_x^2, l_y^2 に対するパラメータ (q_r, r_0) の最適値と R_r^2 値を表 4.1 にまとめた。その結果 l_x^2, l_y^2 を大きくしていくと q_r は大きくなるが r_0 は小さくなっていく傾向が確認できる。また R_r^2 は 0.9987 ($l_x^2 = 1, l_y^2 = 5$), ($l_x^2 = 2, l_y^2 = 3$) から 0.9990 ($l_x^2 = 3, l_y^2 = 6$), ($l_x^2 = 4, l_y^2 = 4$) とほとんど変化がしない。ゆえに、震源間距離のサバイバル分布 $D(r')$ は $q < 1$ の q -exponential distribution にしたがうものの、先の α 依存性と同じように分布を特徴づけているパラメータが変化するという意味で剛性パラメータの依存性があるといえる。

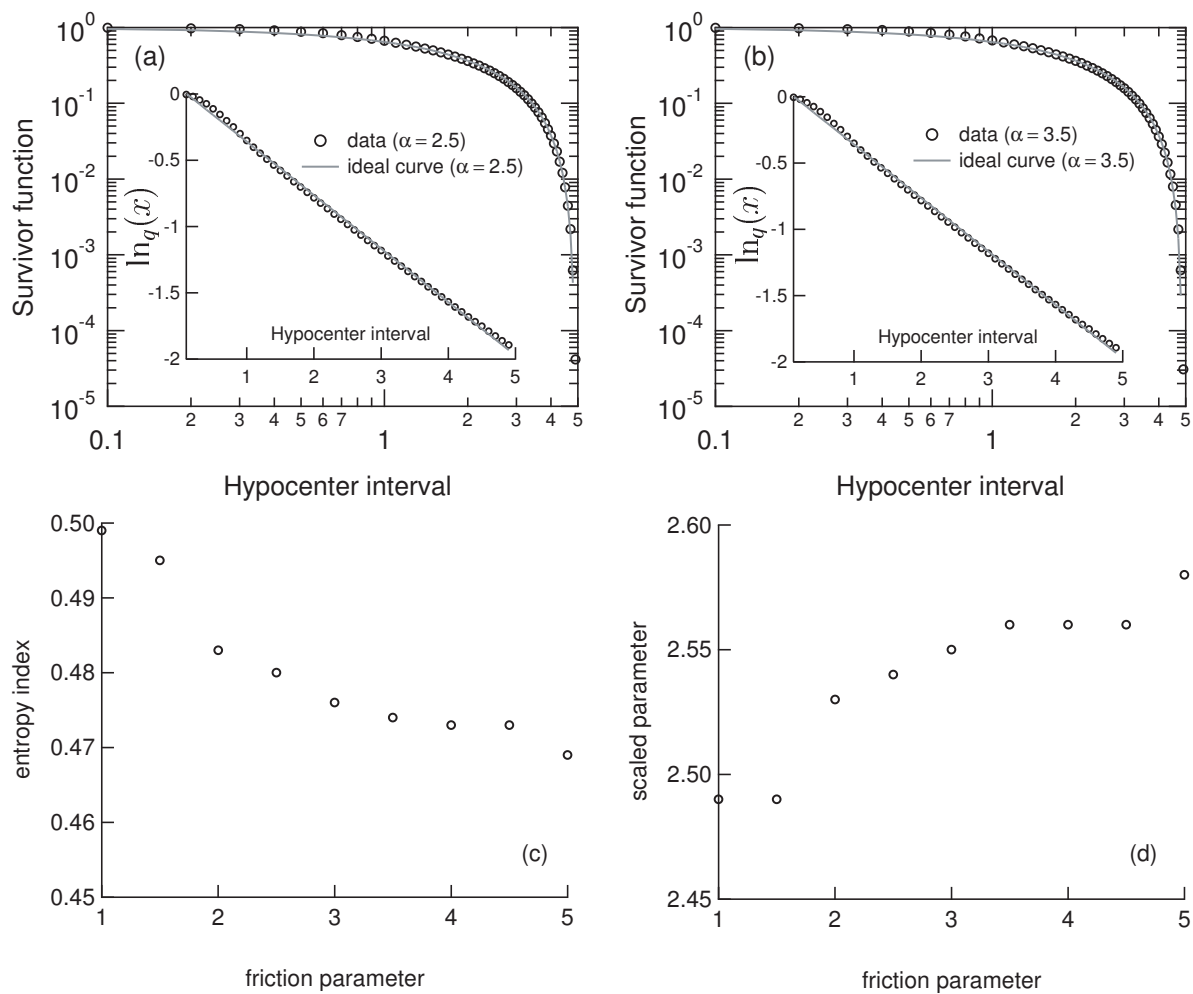


図 4.1: 剛性パラメータ $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ と固定したときの地震イベントの震源間距離の統計的性質の α 依存性。(a), (b) はそれぞれ $\alpha = 2.5, \alpha = 3.5$ のときのサバイバル分布である。マーカーはデータ点を、実線は式 (4.3) で定義された q -exponential distribution での近似曲線である。inset figure は、semi- q -log スケールで表示している。(c), (d) はパラメータ q_r, r_0 の α 依存性である。

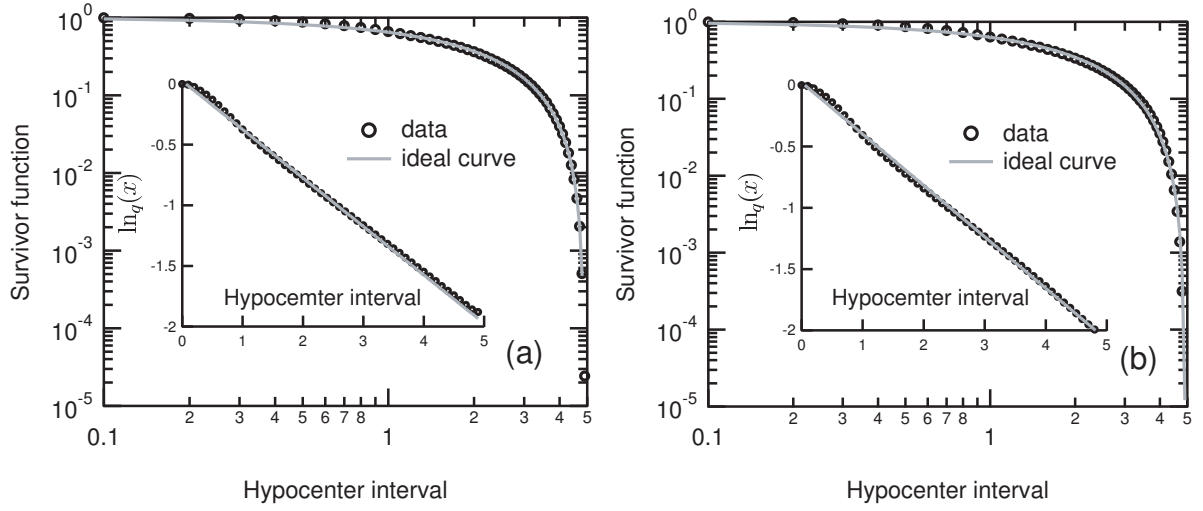


図 4.2: 摩擦パラメータ $\alpha = 3.5$ と固定したときの地震イベントの震源間距離のサバイバル分布の剛性パラメータ依存性。 $l_x^2 = l_y^2 = 4$ が (a), $l_x^2 = 10, l_y^2 = 30$ が (b) である。マーカーはデータ点を、実線は式 (4.3) で定義された q -exponential distribution での近似曲線である。inset figure は、semi- q -log スケールで表示している。

表 4.1: 剛性パラメータを変化させたときのサバイバル分布 $D(r')$ の最適パラメータ

l_x^2	l_y^2	q_r	r_0	R_r^2
0.5	2.5	0.472	2.56	0.9985
0.5	8	0.481	2.53	0.9990
1	1	0.473	2.56	0.9904
1	5	0.474	2.56	0.9987
2	3	0.468	2.59	0.9987
3	3	0.469	2.59	0.9989
3	6	0.480	2.55	0.9990
4	4	0.470	2.59	0.9990
4	8	0.490	2.51	0.9989
5	8	0.494	2.49	0.9989
10	30	0.508	2.42	0.9988

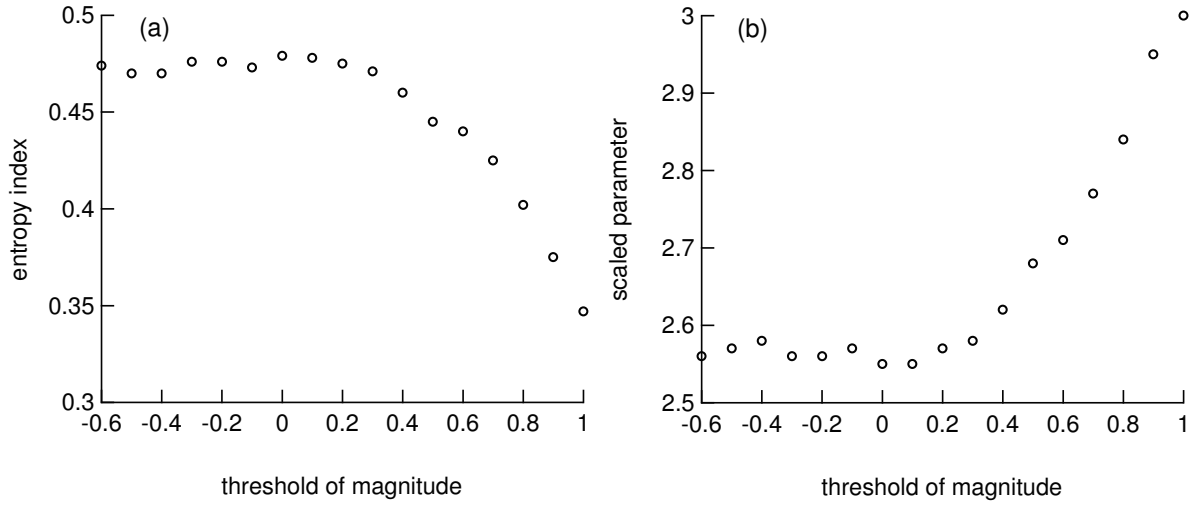


図 4.3: 震源間距離のサバイバル分布のマグニチュードのしきい値 m_c 依存性。モデルパラメータは $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ である。

4.2.3 マグニチュードのしきい値 m_c 依存性

次に、地震の規模大きくしていったときに、震源間距離の統計的性質がどのように変化を調べるため、マグニチュードにしきい値 m_c を設け、その値を変化させて統計則の変化を追った。ここでは、摩擦および剛性のパラメータを GR law や発生間隔の統計的性質などを再現する $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ に固定した [44]。このパラメータの下で、発生するイベントのマグニチュードは $-0.65 \lesssim m \leq 1.5$ であるが、統計誤差の影響を小さくするため 10^4 オード以上のイベントで解析を行った。この条件の下では、しきい値 m_c を $-0.6 \leq m_c \leq 1.0$ とし、統計的性質を調べた。図 4.3 は q_r, r_0 の m_c 依存性である。この図から $-0.60 < m_c \lesssim 0.1$ の領域では q_r, r_0 のパラメータはほぼ一定で変化しないのに対して $0.1 \lesssim m_c \leq 1.0$ の領域では m_c をあげていくにつれて q_r は小さくなる一方で r_0 は大きくなる。また、 R_r^2 の範囲は 0.9924 ($m_c = -0.60$) から 0.9986 ($m_c = 1.0$) であった。この結果は $D(r')$ の近似曲線として $q < 1$ の q -exponential distribution が $-0.6 \leq m_c \leq 1.0$ のマグニチュード領域で近似曲線として妥当であることを保証している。そして統計則の変化は、分布関数を特徴づけているパラメータ (q_r, r_0) に表れている。また、 m_c を設けることで小さい地震を無視した時系列でも、震源間距離の分布関数が指数分布ではなく、Tsallis 統計から導かれる分布関数に従うということは、この時系列に空間的な長距離相関が内在していることが推察される。

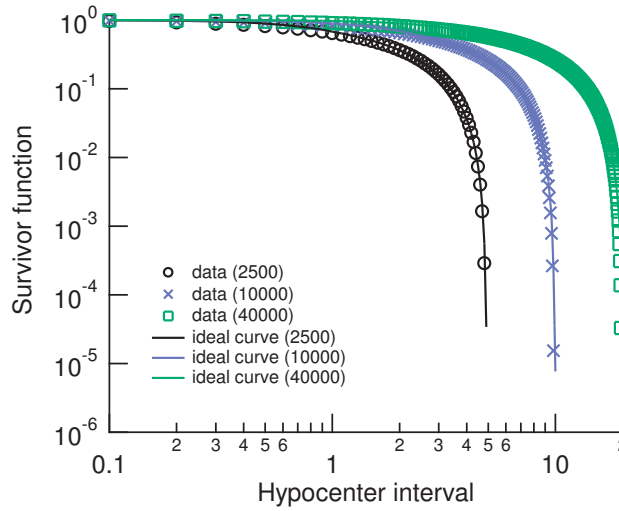


図 4.4: 震源間距離のサバイバル分布のシステムサイズ依存性。(○ : $N = 2500$, × : $N = 10000$, □ : $N = 40000$)。パラメータは $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ としてマグニチュードのしきい値 m_c は設定していない。

4.2.4 システムサイズ依存性

この統計的性質がシステムの大きさを変えても維持するのかを検証するために、システムサイズを変化させて、震源間距離の統計的性質を調べた。ここでも、 m_c 依存性を議論したときと同様、モデルパラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ に固定した。また、マグニチュードのしきい値 m_c は設定しないという条件の下、ブロックの数 N を $2500 \leq N \leq 40000$ まで変化させた。図 4.4 は $N = 2500$ (25×100), 10000 (50×200), 40000 (100×400) における震源間距離のサバイバル分布 $D(r')$ である。この図から $D(r')$ は3つの異なるシステムサイズ N において $q < 1$ の q -exponential distribution でよく fit できている。そのときのパラメータと相関係数 R_r^2 の値は $q_r = 0.474, r_0 = 2.56, R_r^2 = 0.9986, (N = 2500)$, $q_r = 0.474, r_0 = 5.17, R_r^2 = 0.9985, (N = 10000)$, $q_r = 0.477, r_0 = 10.35, R_r^2 = 0.9984, (N = 40000)$ と見積もることができる。これにより q_r はシステムサイズ N に依存していないのに対して r_0 はシステムサイズに比例する形で大きくなっている。例えば $N = 40000$ のときの r_0 は $N = 10000$ の約2倍, $N = 2500$ の約4倍であり, $N = 10000$ のときの r_0 は $N = 2500$ のときの約2倍になっている。このことから震源間距離の統計的性質は $2500 \lesssim N \lesssim 40\,000$ の領域で $q < 1$ の q -exponential distribution にしたがってパラメータ r_0 はシステムサイズに比例する。また、システムサイズで規格化すると分布関数はほぼ一致することがわかる。

表 4.2: 2次元の BK モデル, 南カリフォルニア、日本、イランの地震カタログを用いた時空間の発生間隔統計の比較

l_x^2	l_y^2	α	q_r	R_r^2	q_t	R_t^2	$q_r + q_t$
0.5	0.5	2.0	0.472	0.9982	1.01	0.9953	1.482
0.5	1	2.0	0.472	0.9904	1.10	0.9984	1.572
1	3	3.5	0.474	0.9986	1.08	0.9890	1.554
1	3	4.5	0.473	0.9985	1.04	0.9950	1.513
1	2	4.0	0.468	0.9982	1.02	0.9960	1.488
1.5	2	4.0	0.471	0.9983	1.03	0.9890	1.501
3	3	10	0.469	0.9982	1.10	0.9832	1.569
4	5	10	0.468	0.9982	1.07	0.9948	1.538
Southern California		[40, 42]	0.773	0.9993	1.13	0.98828	1.903
Japan		[40, 42]	0.747	0.9990	1.05	0.99007	1.797
Iran		[41]	0.817	0.9970	1.308	0.998	2.125

4.2.5 時空間の q -value に関する conjecture

最後に、先行研究 [42] で提案された時空間の発生間隔の統計則をつなぐ関係式 $q_t + q_r \sim 2$ (q_t は発生間隔統計の q -value, q_r は震源間距離統計の q -value) がこのモデルでも再現できるかどうかを調べた。表 4.2 は本章および前章で得られた BK モデルだけではなく、日本 [40, 42]、南カリフォルニア [40, 42]、イラン [41] の地震のデータの解析結果も加えた発生間隔の統計的性質の表である。この表における R_t^2 は、発生間隔のサバイバル分布が観測で得られた q -exponential distribution で近似したときの相関係数である。ただし、この表には先行研究にて発生間隔のサバイバル分布としてべき分布 (Zipf-Mandelbrot power law) が指数分布 ($q = 1$) よりもふさわしい場合についてのみ取り上げている。また $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ の結果については先行研究 [44] および第 3 章の結果を引用した。この表から、モデルから得られた $q_t + q_r$ は約 1.5 となり観測データの結果 $q_t + q_r \sim 2$ を準定量的に再現することに成功した。第 3 章および第 4 章の結果は、このモデルで発生した地震の統計的性質が非加法的統計力学 (Tsallis 統計) をもとにした発生間隔の性質を準定量的に再現することができ、このモデルの新しい側面を明らかにしたことになる。

4.3 本章のまとめ

本研究では2次元BKモデルで発生した地震の震源間距離の統計的性質 (hypo-center interval statistics) を摩擦や剛性パラメータを変化させて調べた。その結果、この統計的性質はこれら2つの物理量に加えて、マグニチュードのしきい値にも依存していることがわかった。そしてサバイバル分布 $D(r')$ は、観測事実同じ q -exponential distribution ($q < 1$) でよく fitting することができ、分布関数の依存性はパラメータ q_r, r_0 の値が変化する形で現れる。そして時空間の発生間隔分布をつなぐ関係式は $q_t + q_r \sim 1.5$ となり、実データの解析結果である $q_t + q_r \sim 2$ を準定量的に再現することができる。BK モデルは確かに理想化されたモデルであり、多くの断層運動を支配している多くの物理過程を無視している。しかしながら、第3章と第4章を通してこのモデルで発生する地震の時空間の発生間隔の分布関数が非加法的統計力学 (Tsallis 統計) から導かれる分布関数でよく fitting することができ、地震データの解析結果と一致することは、このモデルの新しい側面を明らかにしたことになる。また、このモデルの中に現実の地震 (断層システム) と共通するメカニズムが存在していると考えられる。さらに、このモデルが地震のモデルとしての位置づけをより深めると同時に、 m_c を大きくしても震源間距離の分布関数が指数分布にならないということから、長距離相関の存在を示唆するものであり、その解析が今後の課題である。

第5章 地震のモデルの発生間隔が示す Weibull - log Weibull 転移

第3章では、2次元BKモデルで発生した地震イベントの時間間隔 (interoccurrence time) の分布関数が、パラメータ領域は限定的ではあるものの、現実の地震と同じベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) を示すことを明らかにした。しかし同時にマグニチュードのしきい値をもうけると、ベキ則での近似がうまくいかないことがわかった。そこで、本章では発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ のマグニチュードのしきい値 m_c 依存性を調べ、最適な分布関数の特定や分布関数の移り変わりに注目した。その結果、 $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせで記述でき、マグニチュードのしきい値 m_c をあげていくにつれて log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化した。これにより、このモデルで発生した地震イベントの $P(\tau)$ は Weibull - log Weibull 転移を示すことを意味している。そして、この転移は系の剛性に強く依存しており、具体的には log-Weibull 分布にしたがうマグニチュード領域は剛性を強くしていくと小さくなり、最終的にはなくなってしまうことが数値的に示された。本章を通して、2次元のBKモデルにおける地震イベントの発生間隔分布には、Weibull - log Weibull 転移という力学モデルとしての新しい枠組みを与えている。

5.1 序論

地震の発生間隔は interoccurrence time と recurrence time に大別される。interoccurrence time はある領域内で発生した地震の発生間隔を recurrence time は単一断層における地震の発生間隔を意味している。特に地震学では recurrence time は準周期的に発生する規模の大きな地震 (固有地震) の発生間隔のことを指すことが多い。interoccurrence time は Bak らが南カリフォルニアの地震カタログを解析して見出したスケーリング則の提案 [49] をきっかけにして、多くの研究が行われてきた [51, 55, 110]。特に累積地震数が時間に対して線形 (直線的) に単調増加するような定常領域では、interoccurrence time の分布関数は地域性やマ

グニチュードの閾値 m_c に依存せず一般化されたガンマ分布にしたがい [51] unified scaling law と呼ばれている。

詳細は次の第6章に譲るが、近年 interoccurrence time に関する新しい経験則が提唱された [115]。それは、発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ が Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせて記述でき、特に、 m_c の大きい領域では $P(\tau)$ は Weibull 分布にしたがう。しかし、 m_c を徐々に小さくしていくと Weibull 分布での fitting の精度は悪くなり log-Weibull 分布との重ね合わせが他のテイルの長い分布関数 (power law, log normal 分布, gamma 分布) との組み合わせよりもよりふさわしいこと複数の統計検定から示した。この結果は $P(\tau)$ が Weibull 統計 と log-Weibull 統計の2つを含んでおり、 $P(\tau)$ の変化は支配的な分布関数の変化と解釈することができる。つまり、地震の発生間隔分布は Weibull - log Weibull 転移を起こすことが明らかになった。そして重ね合わせの領域から Weibull 領域へと切り替わるときのマグニチュード (crossover マグニチュード) は解析した領域によって異なる値を持つ。しかしながら Weibull - log Weibull 転移の発生起源や物理的解釈などは未解決な問題として残っている。

Burridge and Knopoff が提唱したばねとブロックをつなげた力学モデルである BK モデルは、GR law の定性的な再現をきっかけに [17]、地震統計則の再現やモデル固有の性質を調べる研究が行われている [23]。特に1次元系では static-dynamic friction law という摩擦の構成法則を導入した場合、発生間隔の統計的性質は系の剛性に依存することが示された。例えば、系の剛性が小さい場合は $P(\tau)$ の最適分布関数は指数分布、剛性が大きいときの固有地震の場合は Weibull 分布となる [61]。また2次元系では、第3章で示したように $P(\tau)$ のサバイバル分布 $D(\tau)$ が日本とカリフォルニアの地震カタログの解析結果と同じべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) を示す [44]。しかし、 m_c の変化に対する分布の移り変わりや、先に示した Weibull - log Weibull 転移などの再現についてはこれまでに議論されていない。

そこで本章では Weibull - log Weibull 転移や crossover マグニチュードなどが、断層を特徴づけている代表的な物理量 (剛性や摩擦、マグニチュードのしきい値など) にどのように関係し、依存性を持っているのかを明らかにすること、および2次元BKモデルの固有の性質として Weibull - log Weibull 転移を示すかどうかを検討することが目的とする。

これまでの章と同じように、本章でも無次元化された運動方程式

$$\ddot{U}_{i,j} = l_x^2(U_{i+1,j} + U_{i-1,j} - 2U_{i,j}) + l_y^2(U_{i,j-1} + U_{i,j+1} - 2U_{i,j}) - U_{i,j} - \phi \left(2\alpha \left[\nu + \dot{U}_{i,j} \right] \right) \quad (5.1)$$

とすべり速度弱化の摩擦の構成法則

$$\phi(\dot{U}) = \begin{cases} (-\infty, 1] & \dot{U} = 0, \\ \frac{(1-\sigma)}{\{1+2\alpha[\dot{U}/(1-\sigma)]\}} & \dot{U} > 0, \end{cases} \quad (5.2)$$

をシステムサイズを $(N_x, N_y) = (100, 25)$ として式 (5.1), (5.2) を自由端境界条件のもと 4 次の Runge-Kutta 法で数値実験を行った。また、5 つのパラメータ $l_x^2, l_y^2, \sigma, \nu, \alpha$ のうち $\sigma = 0.01, \nu = 0.01$ と固定し、残り 3 つについては、前章までに示してきた地震のモデルとして有効なパラメータ領域 $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \sigma = 0.01, \nu = 0.01, \alpha = 3.5$ 周辺を解析した。

5.2 解析手法と分布関数

このモデルではブロックのすべりを地震のイベントとみなす。そのため、地震イベントの発生時刻を 1 番初めにすべったブロックの時刻とする。 n 番目の発生間隔 (interoccurrence time) τ_n を $\tau_n = t_{n+1} - t_n$ で定義する。ただし t_n および t_{n+1} は n 番目および $n+1$ 番目のイベント発生時間である。またイベントの規模を意味するマグニチュードはこれまでの章と同じ $m = \log_{10} \left(\sum_{i,j}^n \delta u_{i,j} \right) / 1.5$ とする。ただし $\delta u_{i,j}$ は 1 つのイベント中でサイト (i, j) のブロックがすべったすべり量の合計を n は 1 つのイベントですべったブロックの数である。

本章の主な目的は発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ を特定である。ここでは $P(\tau)$ の候補として Weibull 分布 P_w [67, 115], log-Weibull 分布 P_{lw} [75, 115], power law P_{pow} [40], gamma 分布 P_{gam} (文献 [51] における $\delta = 1$ に相当), log normal 分布 P_{ln} [67, 74] を取り上げる。これらの分布関数はこれまでの先行研究で interoccurrence time や recurrence time の分布関数として用いられているものである。これらの確率密度関数は

$$P_w(\tau) = \left(\frac{\tau}{\beta_1} \right)^{\alpha_1 - 1} \frac{\alpha_1}{\beta_1} \exp \left[- \left(\frac{\tau}{\beta_1} \right)^{\alpha_1} \right], \quad (5.3)$$

$$P_{lw}(\tau) = \frac{(\log(\tau/k))^{\alpha_2 - 1}}{(\log \beta_2)^{\alpha_2}} \frac{\alpha_2}{\tau} \exp \left[- \left(\frac{\log(\tau/k)}{\log \beta_2} \right)^{\alpha_2} \right], \quad (5.4)$$

$$P_{pow}(\tau) = \frac{\beta_3(\alpha_3 - 1)}{(1 + \beta_3\tau)^{\alpha_3}}, \quad (5.5)$$

$$P_{gam}(\tau) = \tau^{\alpha_4 - 1} \frac{\exp(-\tau/\beta_4)}{\Gamma(\alpha_4)\beta_4^{\alpha_4}}, \quad (5.6)$$

$$P_{ln}(\tau) = \frac{1}{\tau\beta_5\sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(\ln(\tau) - \alpha_5)^2}{2\beta_5^2} \right], \quad (5.7)$$

で与えられる。ただし α_i, β_i, k は分布を特徴づけるパラメータである。また、log-Weibull 分布の $\tau = 0$ での発散を防ぐ目的で導入したパラメータ k は $k = 0.5$ に固定する。 $\Gamma(x)$ はガンマ関数である。 i はインデックスで $i = 1, 2, 3, 4, 5$ がそれぞれ Weibull 分布, log-Weibull 分布, power law, gamma 分布, log normal 分布に相当する。本研究では、log-Weibull 分布を Weibull 分布の累積確率分布の log 補正という形で導入した。一般的に log-Weibull 分布は Weibull 分布に比べて、テイルの減衰がゆっくりであり、また log-Weibull 指数 α_2 が 1 の場合には分布関数はベキ則と等価になる。先行研究では、log-Weibull 分布は Huillet and Raynaud が提案した chain-reaction model から導出することができ、フランスや日本のマグニチュードの分布関数の近似曲線としても用いられている [75]。

本研究では、統計誤差を小さくするために、少なくとも 100 個以上の地震数で分布関数を決めている。そして複数の分布関数の中から最適なものを推定する際には 2 乗平均誤差 (root mean square (rms) test) 検定と Kolmogorov-Smirnov (KS) 検定を累積分布関数に適用した。

Root mean square test (RMS test) この検定の代表値は rms で、その定義式は

$$\text{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x'_i)^2}{n - k}}, \quad (5.8)$$

で与えられる。ただし x_i と x'_i はそれぞれ実際のデータと近似曲線から得られたデータ点である。 n はデータプロットの数で k はテスト関数である分布関数を特徴づけるパラメータの数である。本章で導入した分布関数においてはすべて $k = 2$ である。つまり rms は実データと近似曲線の差の 2 乗和をデータ点と分布関数のパラメータの数の差で割ったものである。これにより分布関数ごとに計算された rms を比べ、最も小さい値を持っている分布関数となる。

Kolmogorov-Smirnov test (KS test) この検定は累積確率分布に適用するもので、その特性量 D_{KS} はデータ点 y_i と近似曲線から見積もられた点 y'_i の差の最大値で評価する。つまり、

$$D_{KS} = \max_i |y_i - y'_i|, \quad (5.9)$$

である。最適な分布関数は D_{KS} の定義から D_{KS} がもっとも小さい分布関数が最適となる。

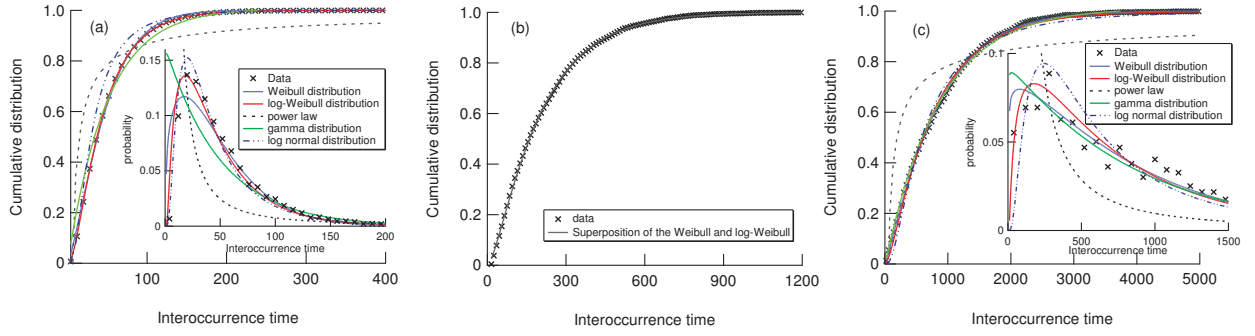


図 5.1: 2次元のBK モデルで発生した地震イベントの $P(\tau)$ の累積確率分布の例。系のパラメータは $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \sigma = 0.01, \nu = 0.01, \alpha = 3.5$ である。マグニチュードのしきい値 m_c は $m_c = 0.3$ (a), $m_c = 0.6$ (a), $m_c = 1.1$ (c) である。(a), (c) については最適な近似曲線を推定するため5種類の分布関数での fitting 結果を、また確率密度分布を inset figure で表している。(b) の最適値は $\alpha_1 = 1.19 \pm 0.005, \beta_1 = 2.21 \times 10^2 \pm 0.56, \alpha_2 = 7.19 \pm 0.03, \beta_2 = 4.31 \times 10^2 \pm 0.89, p = 0.40 \pm 0.04$ であった。この値は4609の地震数と147個のデータ数から算出されている。

表 5.1: RMS 検定およびKS 検定による $m_c = 0.3$ および $m_c = 1.1$ の $P(\tau)$ の最適値と特性量。± は 95% の信頼区間を表す

	distribution	α_i	β_i	rms	ln rms	D_{KS}	ln D_{KS}
$m_c = 1.1$ 1138 events 70 data points	$P_w (i = 1)$	1.08 ± 0.01	$8.29 \times 10^2 \pm 6.68$	6.4×10^{-3}	-5.05	0.019	-3.96
	$P_{lw} (i = 2)$	8.05 ± 0.20	$1.62 \times 10^3 \pm 26.6$	1.3×10^{-2}	-4.34	0.040	-3.21
	$P_{pow} (i = 3)$	1.56 ± 0.08	$6.36 \times 10^1 \pm 16.8$	1.3×10^{-1}	-2.07	0.35	-1.05
	$P_{gam} (i = 4)$	1.02 ± 0.004	$8.21 \times 10^2 \pm 9.8$	9.5×10^{-3}	-4.65	0.026	-3.65
	$P_{ln} (i = 5)$	6.33 ± 0.01	0.92 ± 0.08	2.4×10^{-2}	-3.71	0.077	-2.56
$m_c = 0.3$ 19545 events 80 data points	$P_w (i = 1)$	1.31 ± 0.02	$5.02 \times 10^1 \pm 0.54$	7.4×10^{-3}	-4.90	0.036	-3.32
	$P_{lw} (i = 2)$	5.92 ± 0.01	$9.74 \times 10^1 \pm 1.70$	8.5×10^{-4}	-7.08	0.0027	-5.91
	$P_{pow} (i = 3)$	1.70 ± 0.08	5.57 ± 1.10	9.5×10^{-2}	-2.35	0.035	-1.05
	$P_{gam} (i = 4)$	1.01 ± 0.01	$4.86 \times 10^1 \pm 1.80$	2.3×10^{-2}	-3.78	0.11	-2.23
	$P_{ln} (i = 5)$	3.59 ± 0.01	0.79 ± 0.02	6.5×10^{-3}	-5.03	0.025	-3.69

5.3 結果

本研究では、マグニチュードのしきい値 m_c に対して発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ がどのように変化するかを調べた。第3章および文献 [44] ではマグニチュードのしきい値を設定しない $m_c = -\infty$ 場合について、観測データの解析結果と同じべき則 (Zipf-Mandelbrot power law) にしたがうことを示した。図 5.1 は $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ のパラメータのもとで $m_c = 0.3, 0.6, 1.1$ における $P(\tau)$ の累積確率分布である。最適な分布関数の候補としてここでは、先に定義した5種類 (Weibull 分布, log-Weibull 分布, power law, gamma 分布, log normal 分布) を考え、RMS 検定, KS 検定を行った。表 5.1 は $m_c = 1.1, 0.3$ のときの5種類の分布関数でのパラメータの最適値とそのときの特性量 rms, D_{KS} をまとめた表である。その結果、 $m_c = 0.3$ の時には log-Weibull 分布が $m_c = 1.1$ の時には Weibull 分布が近似曲線として最適であることがいえる。 m_c を log Weibull 領域から徐々に上げていくとき、 $P(\tau)$ は log-Weibull 分布での fitting 精度は悪くなる。同時に、 m_c を Weibull 領域から徐々に下げていくとき、 $P(\tau)$ は Weibull 分布での fitting の精度は徐々に悪くなった。しかし、Weibull 成分, log-Weibull 成分が突如消えることは考えにくいため、中間領域の (b) は、Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせで記述することができると推測できる。実際にかんがりの精度で fitting できている (図 5.1 (b))。そこで、 $P(\tau)$ について次のような仮説を立て、検証を行った。

[仮説] 2次元 BK モデルで発生するイベントの発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ は、Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせ、つまり

$$P(\tau) = p \times \text{Weibull distribution} + (1 - p) \times \text{log-Weibull distribution} \quad (5.10)$$

と記述できる。

ただし p は、分布関数 $P(\tau)$ に対する Weibull 分布 P_w の割合を表し $0 \leq p \leq 1$ である。 $P(\tau)$ は $p = 1$ の場合は Weibull 分布に $p = 0$ のときは log-Weibull 分布にしたがう。したがって $P(\tau)$ は5つのパラメータ $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, p$ によって記述することができる。表 5.1 より p が0から1へと m_c をあげていくにつれて大きくなっていることから BK モデルで発生した地震イベントにおける $P(\tau)$ は Weibull - log Weibull transition (転移) が現れていること示している。

次に Weibull 成分 (α_1, β_1) と log-Weibull 成分 (α_2, β_2) の m_c に対する変化および、系の剛性や摩擦のパラメータの変化に対して、Weibull - log Weibull 転移がどのように変化するかを調べた。

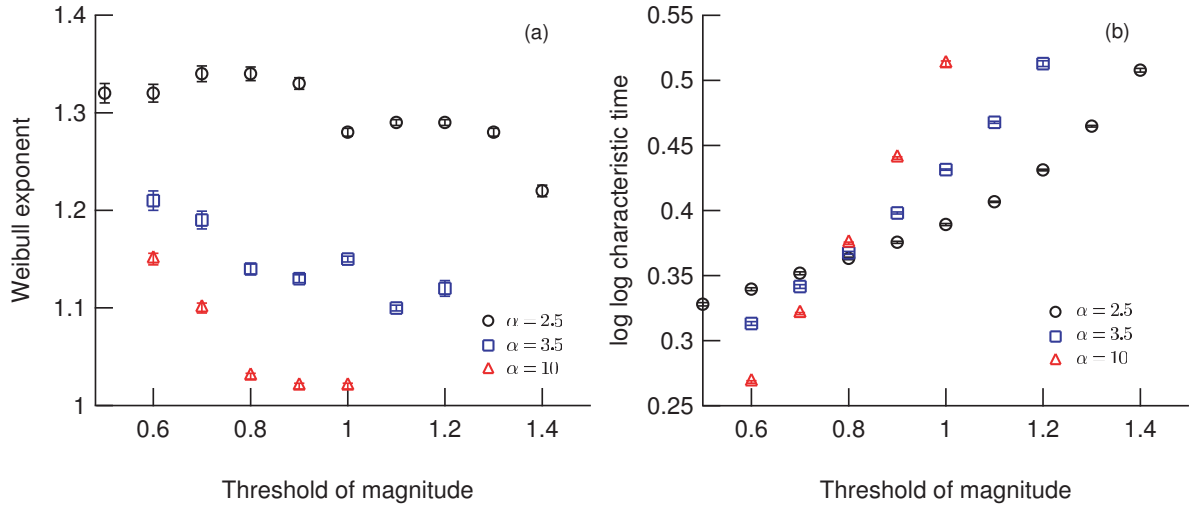


図 5.2: 剛性パラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ で固定したときの $P(\tau)$ の Weibull 成分の α 依存性。
 (○ : $\alpha = 2.5$, □ : $\alpha = 3.5$, △ : $\alpha = 4.5$)。 (a): Weibull 指数 α_1 , (b) 特性時間 β_1 。

5.3.1 摩擦パラメータ α 依存性

まず Weibull - log Weibull 成分の摩擦パラメータ α の依存性を調べるために $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ に固定して α を $1.0 \leq \alpha \leq 10$ まで変化させた。図 5.2, 5.3, 5.4 はそれぞれ $\alpha = 2.5, 3.5, 10$ とときの $P(\tau)$ の Weibull 成分 (α_1, β_1) と log-Weibull 成分 (α_2, β_2), 分布関数に占める Weibull 分布の割合 p を m_c の関数として表わしたものである。図 5.2 (a) より、すべての α について Weibull 指数 α_1 は、徐々に小さくなっていく傾向がある。これに対して、特性時間 β_1 は 2 重指数的に上昇しており、そのスピードは α を大きくしていくにつれて早くなっていることもわかる (図 5.2 (b))。

図 5.3 より log-Weibull 成分については log-Weibull 指数 α_2 および特性時間 β_2 は m_c を大きくするにつれて大きくなる。 α_2 は線形に上昇していくのに対して (a), β_2 は指数関数的に上昇している (b)。

最後に、分布関数に占める Weibull 分布の割合 p の m_c 依存性を図 5.4 に示す。この図から、すべての α において $P(\tau)$ が log-Weibull 領域 ($p = 0$) から Weibull 領域 ($p = 1$) へと移り変わる Weibull - log Weibull 転移が確認できる。このとき、log-Weibull 領域から重ね合わせの領域への転移マグニチュード m_c^* および重ね合わせの領域から Weibull 領域への転移マグニチュード m_c^{**} はそれぞれ、 $m_c^* = 0.4, m_c^{**} = 1.2$, ($\alpha = 2.5$), $m_c^* = 0.5, m_c^{**} = 1.1$ ($\alpha = 3.5$), $m_c^* = 0.5, m_c^{**} = 0.9$ ($\alpha = 10$) となり α の依存性を持っている。これらの結果より $P(\tau)$ の

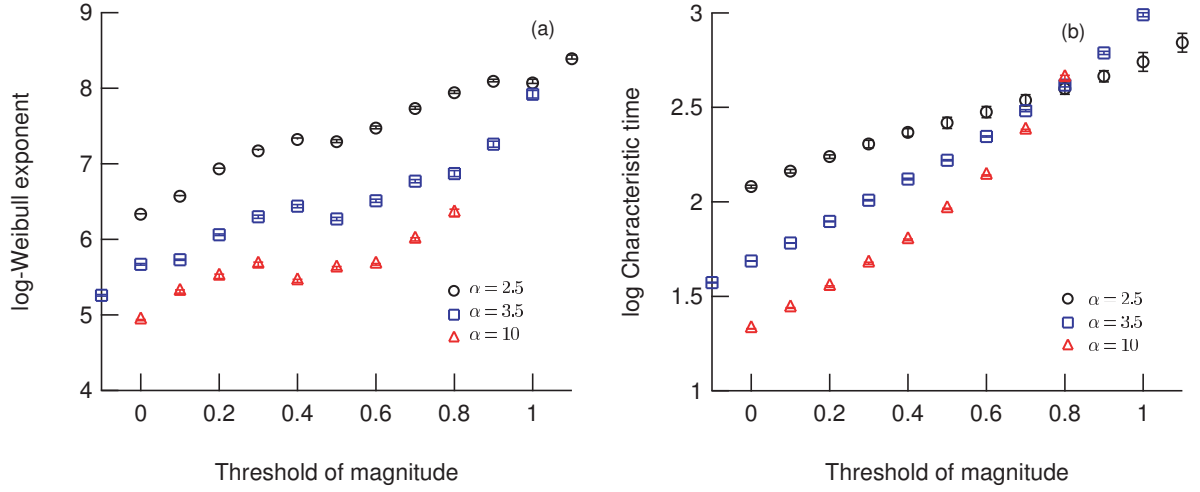


図 5.3: 剛性パラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ で固定したときの $P(\tau)$ の log-Weibull 成分の α 依存性。(○ : $\alpha = 2.5$, □ : $\alpha = 3.5$, △ : $\alpha = 4.5$)。 (a): log-Weibull 指数 α_2 , (b): 特性時間 β_2 。

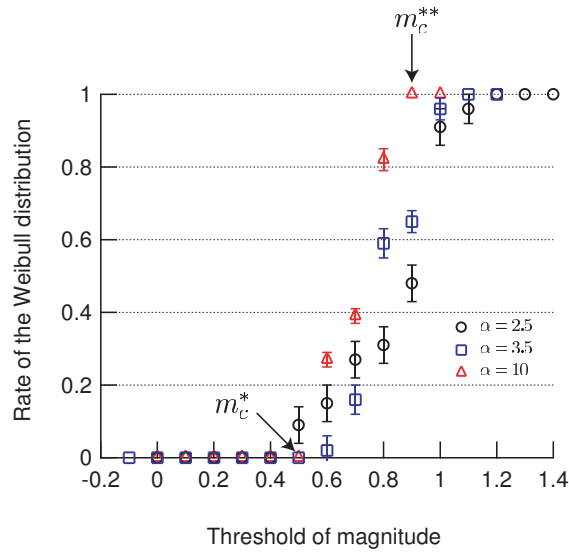


図 5.4: 剛性パラメータを $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$ で固定したときの $P(\tau)$ に占める Weibull 分布の割合 p の α 依存性。(○ : $\alpha = 2.5$, □ : $\alpha = 3.5$, △ : $\alpha = 4.5$)。

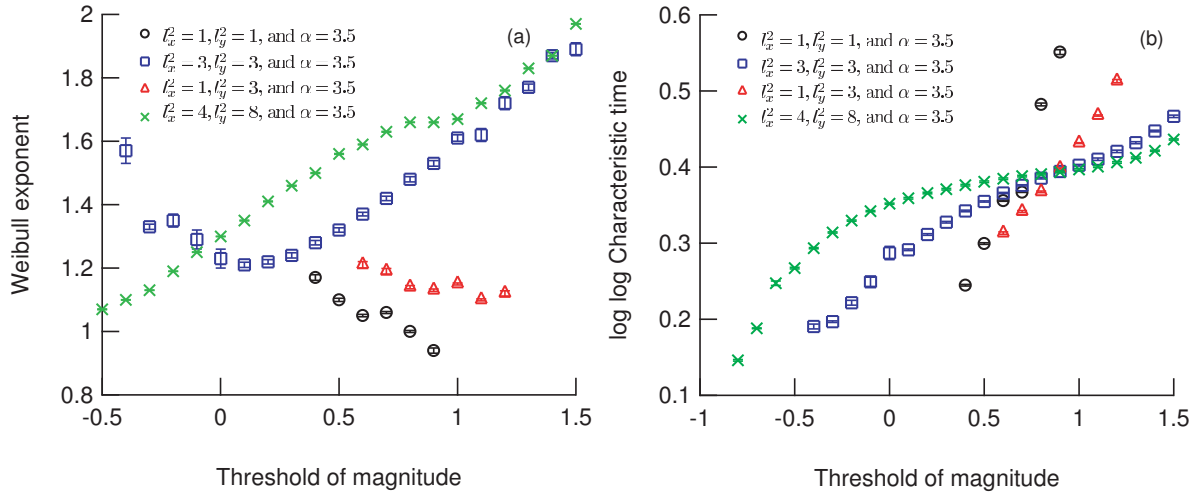


図 5.5: 摩擦パラメータ $\alpha = 3.5$ と固定したときの $P(\tau)$ の Weibull 成分の l_x^2, l_y^2 依存性。
 (○ : $l_x^2 = 1, l_y^2 = 1$, □ : $l_x^2 = 3, l_y^2 = 3$, △ : $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$, × : $l_x^2 = 4, l_y^2 = 8$)。 (a): Weibull 指数 α_1 , (b) 特性時間 β_2

Weibull -log Weibull 転移は $1 \leq \alpha \leq 10$ の領域で起こり、転移マグニチュード m_c^*, m_c^{**} 値に α 依存性が現れることが確認できる。

5.3.2 剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 依存性

次に $P(\tau)$ の Weibull 成分および log-Weibull 成分の剛性に対する変化を調べるため、摩擦パラメータ α を $\alpha = 3.5$ に固定して、剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 を変化させた。具体的には l_x^2, l_y^2 を $l_x^2 = l_y^2 = 1$, $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$, $l_x^2 = l_y^2 = 3$, $l_x^2 = 4, l_y^2 = 8$ の場合を扱った。図 5.5, 5.6, 5.7 は $P(\tau)$ の Weibull 成分 (a), log-Weibull 成分 (b), Weibull 分布の割合 (c) である。図 5.5 (a) より、Weibull 指数 α_1 はマグニチュードのしきい値 m_c をあげていくにつれて次の3つに分類することができる。

- (i) m_c をあげていくにつれて徐々に下がる場合 ($l_x^2 = l_y^2 = 1, l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$)
- (ii) 一度減少するものの、あるマグニチュードを境に上昇する場合 ($l_x^2 = l_y^2 = 3$)
- (iii) m_c をあげていくにつれて単調に増加する場合 ($l_x^2 = 4, l_y^2 = 8$)

これに対して特性時間 β_1 は、すべての場合において2重指数関数的に増大している (図 5.5 (b))。

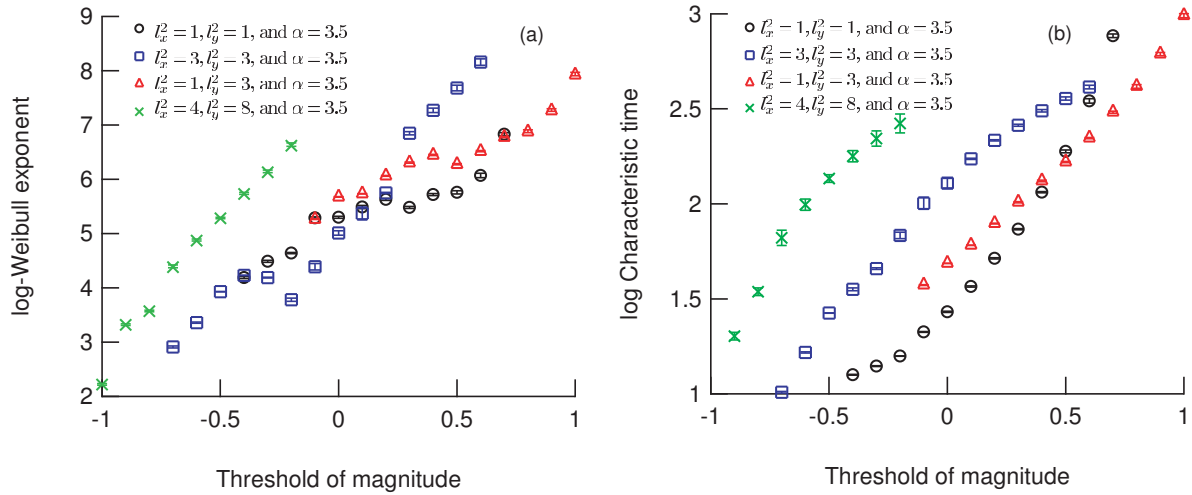


図 5.6: 摩擦パラメータ $\alpha = 3.5$ と固定したときの $P(\tau)$ の log-Weibull 成分の l_x^2, l_y^2 依存性。
 (\circ : $l_x^2 = 1, l_y^2 = 1$, \square : $l_x^2 = 3, l_y^2 = 3$, \triangle : $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$, \times : $l_x^2 = 4, l_y^2 = 8$)。 (a): log-Weibull 指数 α_2 , (b) 特性時間 β_2

次に log-Weibull 成分については log-Weibull 指数 α_2 , 特性時間 β_2 ともに m_c に対して線形に (a)、指数関数的に (b) 上昇していることがわかる (図 5.6 (b))。

図 5.7 より l_x^2, l_y^2 が小さい場合 ($l_x^2 \lesssim 3, l_y^2 \lesssim 3$) には、Weibull 分布の割合 p が m_c を大きくするにつれ $0 \leq p \leq 1$ へと変わっていくため Weibull - log Weibull 転移が確認できる。そのときの転移マグニチュードは $m_c^* = 0.4, m_c^{**} = 0.8$, ($l_x^2 = l_y^2 = 1$), $m_c^* = 0.5, m_c^{**} = 1.1$, ($l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$), $m_c^* = -0.5, m_c^{**} = 0.6$, ($l_x^2 = l_y^2 = 3$) であった。 $l_x^2 = l_y^2 = 3$ については p が単調に増加していない領域 ($-0.5 \leq m_c \leq 0.1$) があるものの、最終的に $P(\tau)$ は $p = 1$ となり Weibull 分布へと遷移していく。ただし、 l_x^2, l_y^2 を大きくしていくとすべての m_c の領域で $p > 0$ となり log-Weibull 領域が見えなくなる場合もある (例えば $l_x^2 = 4, l_y^2 = 8$)。この場合は、 $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせの領域から Weibull 分布へと m_c を上昇させると変化する。ゆえに m_c^* は定義できないものの、 m_c^{**} は $m_c^{**} = -0.1$ と見積もることができる。この場合は、これまでのような p が 0 から 1 へと変化する鋭い転移ではないが、第 6 章で述べている地震データの $P(\tau)$ の移り変わりと同じ傾向を示している。

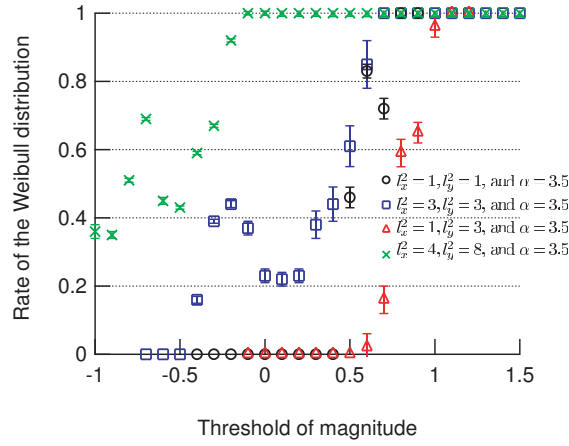


図 5.7: 摩擦パラメータ $\alpha = 3.5$ と固定したときの $P(\tau)$ の分布関数に占める Weibull 分布の割合 p の l_x^2, l_y^2 依存性。(○: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 1$, □: $l_x^2 = 3, l_y^2 = 3$, △: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3$, ×: $l_x^2 = 4, l_y^2 = 8$)。

5.3.3 システムサイズ依存性

ここでは、Weibull - log Weibull 転移がシステムサイズをあげても維持されるのかを確認するため、ブロックの個数 N を 625 (25×25), 2500 (50×50), 10000 (100×100), 22500 (150×150) と変化させた。ただし、摩擦および剛性のパラメータは $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ に固定した。

図 5.8, 5.9, 5.10 は、それぞれシステムサイズを変更したときの $P(\tau)$ における Weibull 成分, log Weibull 成分, Weibull 分布の割合の変化である。図 5.8 (a) より Weibull 指数 α_1 はシステムサイズを大きくしていくにつれて、徐々に小さくなっていく。しかし、特性時間 β_1 はすべての場合について 2 重指数関数的に上昇しているほぼ一致している (図 5.8 (b))。log-Weibull 成分は m_c を上げていくにつれて log-Weibull 指数 α_2 は線形に上昇するのに対して、特性時間 β_2 は指数関数的に上昇する (図 5.9)。また図 5.10 から、すべてのシステムサイズにおいて p が 0 から 1 へと変化しているため Weibull - log Weibull 転移が確認できる。

これらの結果、システムサイズを大きくしても発生間隔の分布関数が式 (5.10) で記述できることがわかる。転移マグニチュード m_c^* については $m_c^* = 0.5$ ($N = 625$), $m_c^* = 0.7$ ($N = 2500$), $m_c^* = 0.5$ ($N = 10000$), $m_c^* = 0.7$ ($N = 22500$) と N 依存性は小さい。しかし、 m_c^{**} については 0.7 ($N = 625$), 1.0 ($N = 2500$), 1.1 ($N = 10000$), 1.2 ($N = 22500$) となり N を大きくしていくにつれて大きくなっている。第 6 章で述べているが、 m_c^{**} のシステムサイズ依存性は実データの解析にも現れている。

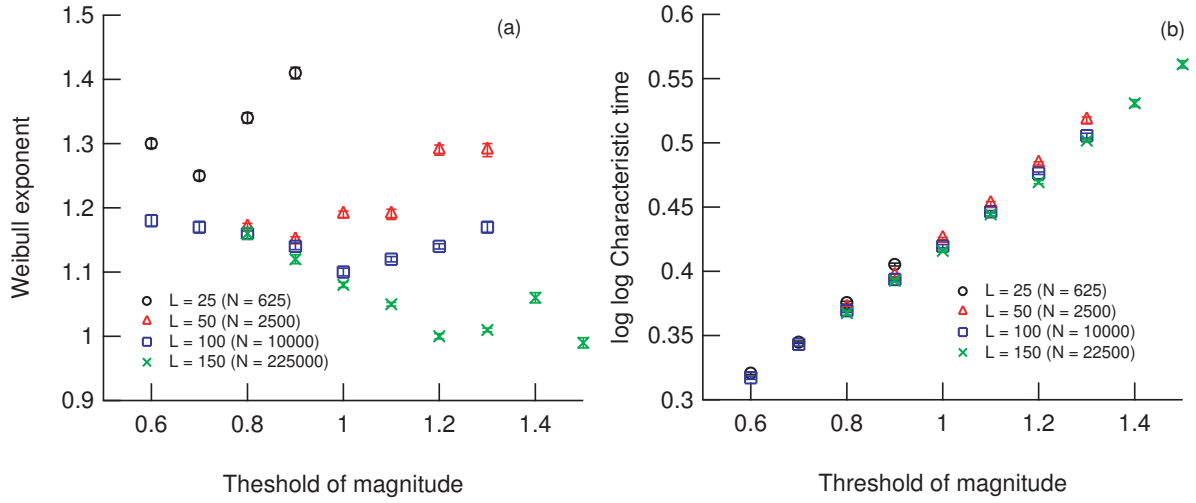


図 5.8: $(l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5)$ のときの $P(\tau)$ の Weibull 成分のシステムサイズ依存性。
 (\circ : $N = 625$, \triangle : $N = 2500$, \square : $N = 10000$, \times : $N = 22500$)。 (a): Weibull 指数 α_1 , (b) 特性時間 β_1 。

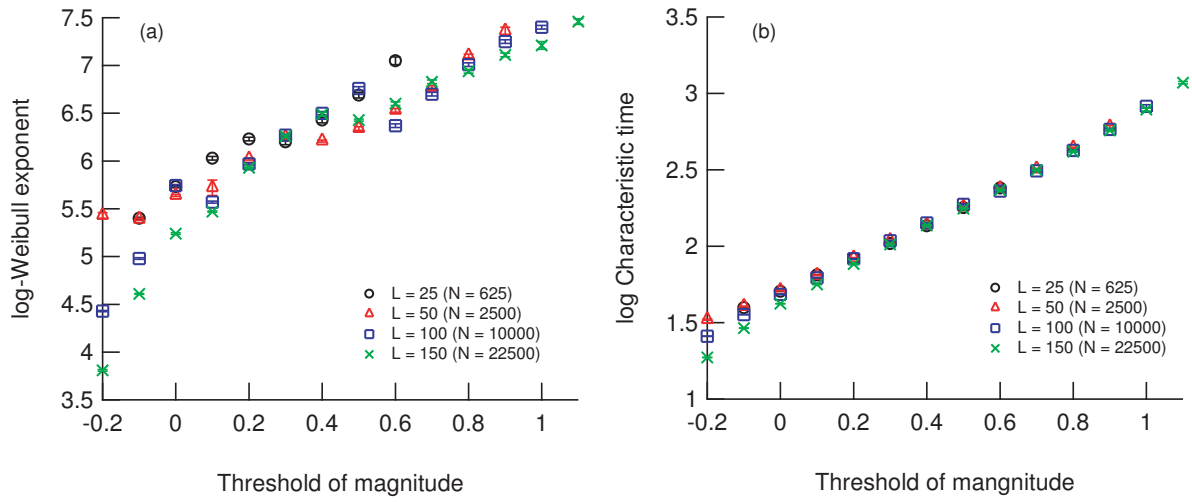


図 5.9: $(l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5)$ のときの $P(\tau)$ の log-Weibull 成分のシステムサイズ依存性。
 (\circ : $N = 625$, \triangle : $N = 2500$, \square : $N = 10000$, \times : $N = 22500$)。 (a): log-Weibull 指数 α_2 , (b) 特性時間 β_2 。

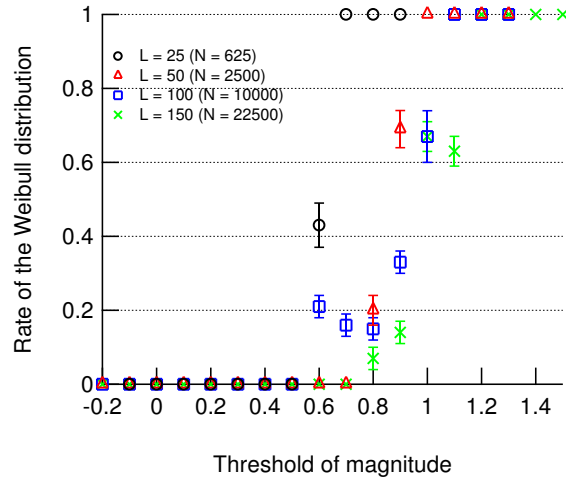


図 5.10: $(l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5)$ のときの $P(\tau)$ の分布関数に占める Weibull 分布の割合 p のシステムサイズ依存性。(○ : $N = 625$, △ : $N = 2500$, □ : $N = 10000$, × : $N = 22500$)。

5.4 議論と考察

5.4.1 log-Weibull 分布の役割

これまでに、BK モデルで発生した地震の発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ は式 (5.10) で表現できることを示してきた。しかしながら、ばね定数が大きくしていくと、log-Weibull 領域から Weibull 領域への鋭い転移ではなく log-Weibull 分布と Weibull 分布との重ね合わせのマグニチュード領域が徐々に大きくなり ($l_x^2 = l_y^2 = 3$)、最終的には log Weibull 領域が見えなくなる場合 ($l_x^2 = 4, l_y^2 = 8$) もある。ここでは log-Weibull 領域とマグニチュードの頻度分布との関係について議論する。

図 5.11 は剛性パラメータが $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ (○), $l_x^2 = l_y^2 = 3, \alpha = 2.5$ (□), $l_x^2 = l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ (△), $l_x^2 = 4, l_y^2 = 8, \alpha = 3.5$ (+) でのマグニチュードの累積頻度分布 (マグニチュード m 以上の地震の個数 N の分布) であり、矢印は log-Weibull 領域 ($p = 0$) を意味している。この図により、log-Weibull 領域ではマグニチュードの累積分布関数がベキ則にしたがっていることがわかる。これにより、このモデルにおいて log-Weibull 分布の発現とマグニチュード分布のベキ則との間に何らかの関係があることを暗示している。

また、マグニチュード分布が全領域でベキ則にしたがっているパラメータ領域はきわめて限定的である。図 5.11 において $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ の場合には傾きの値は 1.10 であり GR law の $b \sim 1$ に近い。

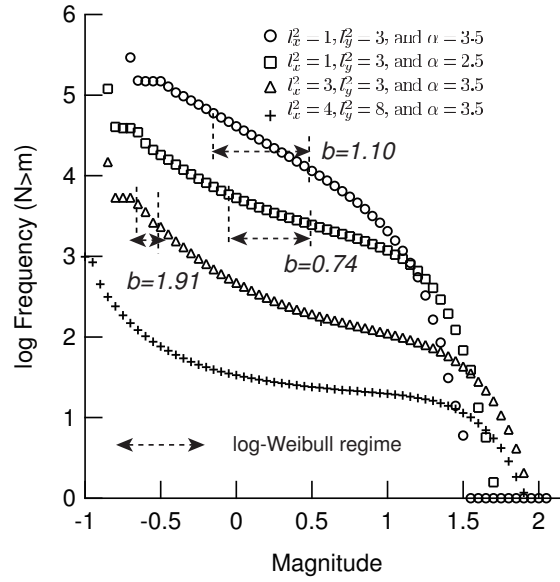


図 5.11: マグニチュードの累積地震数の分布と log-Weibull 領域との関係。(○ : $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$, □ : $l_x^2 = l_y^2 = 3, \alpha = 2.5$, △ : $l_x^2 = l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$, + : $l_x^2 = 4, l_y^2 = 8, \alpha = 3.5$)。矢印は $P(\tau)$ の log-Weibull 領域 ($p = 0$) を表している。log-Weibull 領域はマグニチュード分布がべき的に減衰している領域で現れている。この図では分布の違いを明確にするため $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$ の場合を除き、縦軸の値を平行移動させている。

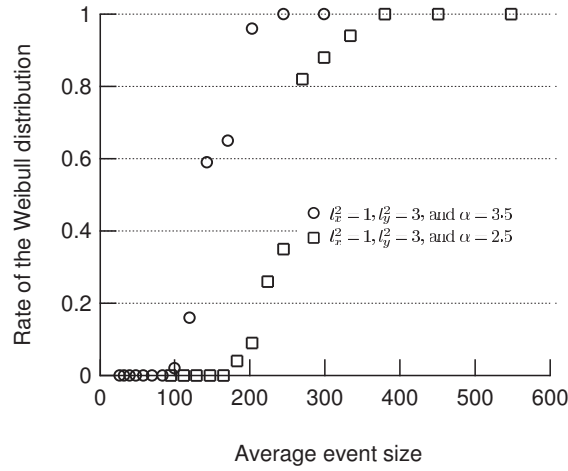


図 5.12: $P(\tau)$ に占める Weibull 分布の割合 p と平均イベントサイズ \bar{S} の関係 (○: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5$, □: $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 2.5$)。

5.4.2 Weibull 分布の発生機構

最後に Weibull 分布の発生の発生機構をイベントサイズの平均 \bar{S} との関係調べる。本論文ではイベントサイズを地震イベント時にすべったブロックの数 n で定義する。先行研究では 1 次元の BK モデルで発生した大きな地震イベント (すべてのブロックが 1 回の地震イベントで動く) の発生間隔分布が Weibull 分布にしたがうという報告がある [66, 61]。先行研究の結果は、地震イベントで動いたブロックをクラスターとみなすとき、最大クラスターの再来間隔分布が Weibull 分布にしたがうと考えることができる。そこで Weibull - log Weibull 転移を \bar{S} の観点から考察する。

図 5.12 は $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \gamma = 2.5$ (□) および $l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \gamma = 3.5$ (○) における Weibull 分布の割合 p と平均イベントサイズ \bar{S} の関係である。この 2 つの場合については Weibull 分布の $P(\tau)$ での割合 p は平均イベントサイズを上げていくにつれ、0 から 1 へと変化していくことがわかる。つまり Weibull 分布はシステム全体を意味する最大クラスターだけではなく、それよりも小さいよく発達したクラスターの再来時間に表れることを意味しており、これは先行研究の考察をより拡張する結果である。

5.5 本章のまとめ

本研究では、2次元のBKモデルで発生した地震の発生間隔の統計的性質 (interoccurrence time statistics) をマグニチュードのしきい値 m_c を変えてながら調べた。その結果、発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせて記述することができ、この形式は摩擦や剛性パラメータ、 m_c に依存しないことを明らかにした。そして、 m_c を上げていくと $P(\tau)$ は log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化するため、 $P(\tau)$ は Weibull - log Weibull 転移を示す。 $P(\tau)$ が Weibull 分布を示すマグニチュードの領域 ($m_c \geq m_c^{**}, p = 1$) は、パラメータを変えても存在するのに対して、log-Weibull 領域 ($m_c \leq m_c^*, p = 0$) は、剛性パラメータ l_x^2, l_y^2 を大きくすると小さくなり最終的には消える。このモデルにおいて、log-Weibull 領域ではマグニチュードの累積頻度分布がベキ則にしたがうため、log-Weibull 分布の発現と GR law が関連づいていることを示唆している。また、地震のイベントで動いたブロックの集団をクラスターとみなすとき、比較的大きなクラスターの再来間隔の分布関数として、Weibull 分布がこのモデルに潜んでいることが数値的に明らかになった。確かにBKモデルは地震の発生メカニズムの解明という観点では、多く断層に作用している物理過程を無視しているため最適であるとはいえない。しかしながら、地震統計則の再現や提案という側面では、このモデルは重要な位置づけを持っており、地震のモデルとしての価値がより高まる可能性を持っている。特に Weibull - log Weibull 転移を生み出す力学モデルとしての側面は、log-Weibull 分布の発現や転移の物理的な解釈の解明への鍵となることを期待している。

第6章 地震の発生間隔が示す Weibull - log Weibull 転移

本章では、気象庁の1元化データ (JMA) を用いて、地震の発生間隔 (interoccurrence time) の統計的性質をマグニチュードの閾値 m_c を変化させて調べた。複数の統計検定を行った結果、分布関数 $P(\tau)$ は、Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ねあわせで記述することができることを解明した。特に大きな地震の発生間隔分布は、指数が1より小さい Weibull 分布にしたがうため、地震の発生はポアソン過程ではない。また、 m_c をあげていくと分布関数に占める Weibull 分布の割合は徐々に大きくなり、分布関数 $P(\tau)$ が m_c によって変わることが明確になった。これにより、 $P(\tau)$ には Weibull 統計と log-Weibull 統計が共存し、支配的な分布関数が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化する意味で Weibull -log Weibull 転移を示すという新しい地震の統計則を見出した。この転移は、第5章の2次元BKモデルで剛性パラメータが大きい場合と同じであり、この力学モデルの類推から新しい地震の統計的性質を明らかにすることができることを結論づけている。

6.1 序論

地震の発生間隔 (前の地震が発生してから次の地震が発生するまでの時間間隔) は、領域内におけるすべての断層で発生した地震の発生間隔 (interoccurrence time) と1つの断層から発生した地震の発生間隔 (recurrence time) の2種類に分類することができる [61]。特に、地震学では recurrence time を準周期的に発生する規模の大きい地震 (固有地震) の発生間隔を意味する場合が多い。

Recurrence time の研究は次の大きな地震がいつ発生するかという観点から地震学の分野で古くから進められてきた [6, 56, 65, 66, 74]。しかし、統計を扱う上で十分な地震の数がないため、分布関数の決定までは至らず、Weibull 分布 [65, 66], 指数分布 [6, 56], log normal 分布 [74], BPT (Brownian Passage Time) 分布 [74] などが候補としてあげられ、その誤差の

検定を含めた議論が行われている。

これに対して、地震のデータベースの構築が進みはじめた近年では、interoccurrence time の研究に注目が集まっている。これらの研究では、

- (1) 地震の発生を時空間の点過程とみなすこと,
- (2) 前震、本震、余震のように地震を区別しないこと,
- (3) マグニチュードの閾値 m_c をもうけ、マグニチュード $m > m_c$ の地震を扱うこと

が主な特徴である。2002年に Bak らの研究 [49] を受けて、世界中の地震カタログを用いて interoccurrence time の統計的性質に関する研究が行われてきた [40, 50, 51, 52, 54]。特に、Corral は発生間隔分布 $P(\tau)$ が解析した地域や m_c によらず、一般化されたガンマ分布にしたがうという unified scaling law を提案し、大きな注目を集めた [50, 51]。しかし、Corral の研究以降マグニチュードのしきい値に対する分布関数の変化を詳細に調べた研究は行われていない。

また、第5章で述べたが2次元BKモデルで発生させた地震の発生間隔分布 $P(\tau)$ は単一の分布関数で記述できるのではなく、Weibull 統計と log-Weibull 統計が混在し、 m_c によって $P(\tau)$ が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと移り変わる Weibull - log Weibull 転移を示すことが明らかになった。このモデルは、GR law や interoccurrence time のサバイバル分布のベキ則など地震の統計則を再現するモデルであり、同じような Weibull - log Weibull 転移が現れる可能性は十分に考えられる。また、摩擦や剛性を意味するパラメータによって転移を特徴づけるマグニチュード m_c^*, m_c^{**} が変化することから、この転移には地域依存性を示唆するものである。この Weibull - log Weibull 転移に関連する研究については、モデルから予想される結果を実データを用いて検証する研究はいまだに行われていない。

そこで本章では、気象庁の1元化データを用いて地殻構造の異なる14領域において発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ マグニチュードのしきい値 m_c 依存性について調べることを目的とする。この研究を通して、中規模および大規模な地震の $P(\tau)$ の統計則の推定が可能である。

6.2 データの解析手法と分布関数

本研究では、気象庁 (Japan Meteorological Agency: JMA) の1元化データ [104] を用いて地震の発生間隔 (interoccurrence time) の統計的性質、特に分布関数 $P(\tau)$ の m_c 依存性に注

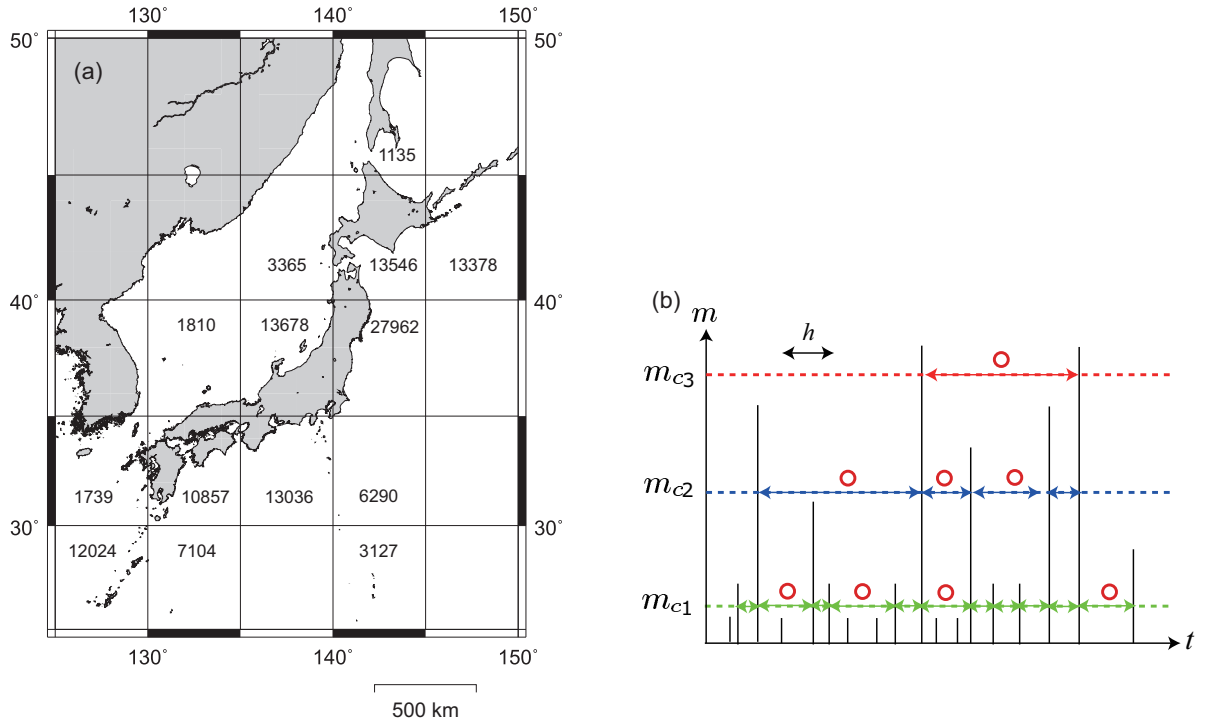


図 6.1: (a): JMA カタログがカバーしている日本周辺の領域。各領域内の数値は 2001 年 1 月 1 日から 2007 年 10 月 31 日までの間に発生したマグニチュード 2.0 以上の地震数である。(b): 地震の時系列の模式図。 m_{c1}, m_{c2}, m_{c3} はマグニチュードのしきい値で、 $m > m_{ci}$ の地震の発生間隔を矢印で表している。本研究では、発生間隔が $\tau > h$ の領域 (o) の分布関数を決定する。

目する。この地震カタログには、1923 年 1 月 14 日から現在に至るまでのマグニチュード 0.0 以上の地震の発生時刻、場所、マグニチュードなどを記録している。図 6.1 (a) に示したように、JMA データは北緯 25° – 50° 、東経 125° – 150° の領域をカバーしている。旧来の地震のデータはそれぞれの観測地域ごとで測定基準が異なっていたため、本研究ではマグニチュードの定義が統一されたあとの 2001 年 1 月 1 日を起点として 2007 年 10 月 31 日までの間に発生した地震を対象にした。また、2.2.1 で述べたような地震カタログの欠損を考慮し、マグニチュードのしきい値の最小値 m_c^0 を $m_c^0 = 2.0$ とした。

本研究の解析方法は、先行研究 [49, 51, 60] と同じである。その模式図を図 6.1 (b) に示す。

1. JMA データがカバーしている領域を $L \times L$ に分割する。
2. 各領域について、マグニチュード m が m_c 以上の地震を扱う。

3. 分布関数の fitting をするときは $\tau > h$ (day) の時間領域で行う。

ここで h と L はそれぞれ $h = 0.5$, $L = 5$ とした。特に、 h については小さい地震および余震の欠損を考え、それらの影響が十分に無視できるように $h = 0.5$ とした。ただし、 $h = 0.25$ としてもこれから示す統計的性質の結果に変化はないことを確認している。本章では、統計的なエラーを小さくするため、各領域において少なくとも 100 個の地震を用いた。また領域サイズ L 依存性については 6.4 で議論する。先行研究 [51, 56] との比較すると (3) の条件により余震の大部分は取り除けていると考えてよい。

本研究の最終目標は発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ を決定である。そこで、分布関数の候補として Weibull 分布 P_w , log-Weibull 分布 P_{lw} [75], power law P_{pow} [40], gamma 分布 P_{gam} (文献 [51] の $\delta = 1$ に相当), log normal 分布 P_{ln} [74] を選定した。これらの分布関数は、先行研究で発生間隔の分布関数の候補になっており、確率密度関数はそれぞれ

$$P_w(\tau) = \left(\frac{\tau}{\beta_1}\right)^{\alpha_1-1} \frac{\alpha_1}{\beta_1} \exp\left[-\left(\frac{\tau}{\beta_1}\right)^{\alpha_1}\right], \quad (6.1)$$

$$P_{lw}(\tau) = \frac{(\log(\tau/k))^{\alpha_2-1}}{(\log \beta_2)^{\alpha_2}} \frac{\alpha_2}{\tau} \exp\left[-\left(\frac{\log(\tau/k)}{\log \beta_2}\right)^{\alpha_2}\right], \quad (6.2)$$

$$P_{pow}(\tau) = \frac{\beta_3(\alpha_3 - 1)}{(1 + \beta_3\tau)^{\alpha_3}}, \quad (6.3)$$

$$P_{gam}(\tau) = \tau^{\alpha_4-1} \frac{\exp(-\tau/\beta_4)}{\Gamma(\alpha_4)\beta_4^{\alpha_4}}, \quad (6.4)$$

$$P_{ln}(\tau) = \frac{1}{\tau\beta_5\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\ln(\tau) - \alpha_5)^2}{2\beta_5^2}\right] \quad (6.5)$$

で定義される。ただし、 α_i, β_i, k は定数で各分布関数を特徴づけているパラメータである。 $\Gamma(x)$ はガンマ関数、 i はインデックスで $i = 1, 2, 3, 4, 5$ でそれぞれ Weibull 分布, log-Weibull 分布, power law, gamma 分布, log normal 分布に相当する。ただし $k = 0.5$ とした。

1.4.3 で述べたように、Weibull 分布は、物質の破損や破壊の時間間隔を記述する分布関数として知られている。地震学の分野でも、臨界ひずみ [64] や大地震の発生間隔 [65, 66]、岩石のダメージメカニクス [68] などの分布関数として広く使われている。また、数理モデルを用いた研究では、1次元 [61] および2次元 [69] のBKモデルや“Virtual California model” [70] で発生した大地震の $P(\tau)$ の分布関数として Weibull 分布が有力であることも報告されている。Weibull 分布は、その指数 α_1 の値によって分布のテイルの減衰が変化する。例えば $\alpha_1 = 1$ では指数関数、 $\alpha_1 < 1$ で stretched exponential 分布で減衰する。また、本章でも前章に引き続き log-Weibull 分布 を Weibull 分布の累積分布関数の log 補正の形で導入した。一般的に、

log-Weibull 分布は Weibull 分布 に比べてテイルの部分がゆっくり減衰し、特に $\alpha_2 = 1$ のときは power law に相当する。この log-Weibull 分布 は、Huillet and Raynaud が提唱した chain-reaction model から導出できる [75]。

どの確率分布が $P(\tau)$ としてふさわしいかを判定するため、ここでは 2 乗平均誤差 root mean square (RMS) 検定, Kolmogorov-Smirnov (KS) 検定, Anderson-Darling (AD) 検定を用いた。第 5 章のモデルの場合と異なりデータの数に限られている地震を扱うため、本章では新たに AD 検定を導入した。

Root mean square test (RMS test) この検定の代表値である rms の定義は

$$\text{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x'_i)^2}{n - k}}, \quad (6.6)$$

である。ここで x_i は実際のデータ, x'_i は近似曲線から推定したデータ, n はデータ点の数, k はテスト関数である分布関数のパラメータの数である。本研究では、rms を累積確率分布と Weibull plot の 2 つの場合について算出し、値が最も小さい分布関数を最適な分布関数とした。Weibull plot は、Weibull 分布にしたがうときにグラフが直線になるように座標を変数変換したものである。

Kolmogorov-Smirnov test (KS test) 第 5 章で述べた通り、この検定は累積確率分布での近似曲線とデータ点の差の最大値で誤差を評価する検定方法である。特性量は Kolmogorov-Smirnov statistic D_{KS} とよばれ

$$D_{KS} = \max_i |y_i - y'_i|, \quad (6.7)$$

で定義される。この式のうち y_i はデータ点, y'_i は近似曲線から推定した点を表している。 D_{KS} がもっとも小さい分布関数が最適な分布関数になる。

Anderson-Darling test (AD test) AD 検定は KS 検定に比べて分布関数のテイルにウェイトを比較的強く置く検定方法である。その特性量である Anderson-Darling statistic A^2 は

$$A^2 = -N - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (2i - 1) [\ln(F(z_i)) + \ln(1 - F(z_{n-i+1}))], \quad (6.8)$$

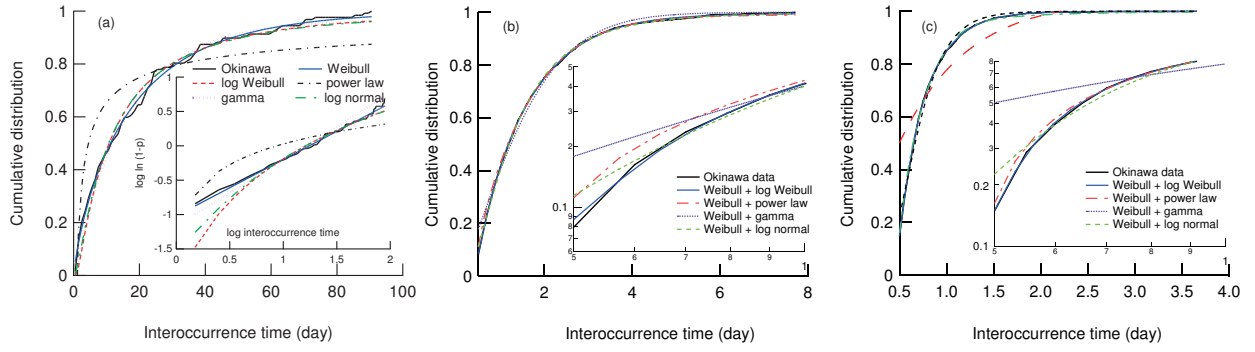


図 6.2: Okinawa 周辺で発生した地震の発生間隔の累積確率分布。マグニチュードのしきい値は (a): $m_c = 4.5$, (b): $m_c = 3.0$, (c): $m_c = 2.0$ である。Inset figure は Weibull-plot (a), log-log plot (b), (c) である。

表 6.1: 4つの検定を使って得られた図 6.2 (a) における各分布関数の最適値と特性量。± は 95%の信頼区間を表す。

	distribution	α_i	β_i	rms (cdf)	D_{KS}	A^2	rms (Weibull-plot)
$m_c = 4.5$ 127 events 91 data points	$P_w (i = 1)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	0.014	0.039	0.89	0.065
	$P_{lw} (i = 2)$	2.95 ± 0.12	32.4 ± 1.08	0.028	0.107	1.90	0.099
	$P_{pow} (i = 3)$	1.46 ± 0.04	0.99 ± 0.24	0.112	0.384	14.8	0.19
	$P_{gam} (i = 4)$	0.94 ± 0.01	17.6 ± 0.44	0.022	0.066	1.51	0.098
	$P_{ln} (i = 5)$	2.37 ± 0.04	1.22 ± 0.05	0.027	0.088	1.06	0.093

で定義されるものである。この式の N はデータのサンプル数, $F(x)$ は累積確率分布, z_i は昇順に並べたときの i 番目の interoccurrence time である。 A^2 が最も小さい分布関数が近似曲線として最適となる。

6.3 結果

本研究では、図 6.2 (a) で示した 14 の領域で発生間隔の統計的性質を調べた。図 6.2, 6.3 は発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ の累積分布の例である。図 6.2 は Okinawa 周辺 (125°–130°E, 25°–30°N) の 12024 の地震のデータを用いて m_c を $m_c = 4.5$ (a), $m_c = 3.0$ (b), $m_c = 2.0$ (c) の場合の累積確率分布である。図 6.3 は Chuetsu 周辺 (135°–140°E, 35°–40°N) の 13678 の

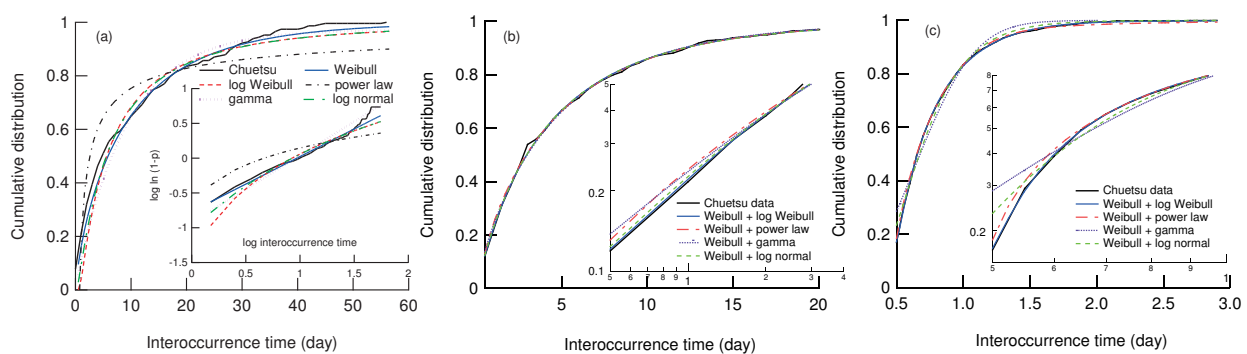


図 6.3: Chuetsu 周辺で発生した地震の発生間隔の累積確率分布。マグニチュードのしきい値は (a): $m_c = 4.0$, (b): $m_c = 3.0$, (c): $m_c = 2.0$ である。Inset figure は Weibull-plot (a), log-log plot (b), (c) である。

表 6.2: 4つの検定を使って得られた図 6.3 (a) における各分布関数の最適値と特性量。± は 95%の信頼区間を表す。

	distribution	α_i	β_i	rms (cdf)	D_{KS}	A^2	rms (Weibull-plot)
$m_c = 4.0$ 231 events 57 data points	$P_w (i = 1)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	0.019	0.034	3.17	0.083
	$P_{lw} (i = 2)$	2.36 ± 0.18	16.9 ± 1.08	0.038	0.106	3.71	0.134
	$P_{pow} (i = 3)$	1.52 ± 0.06	0.68 ± 0.14	0.100	0.251	14.1	0.227
	$P_{gam} (i = 4)$	0.95 ± 0.02	9.70 ± 0.48	0.034	0.072	3.41	0.077
	$P_{ln} (i = 5)$	1.71 ± 0.06	1.27 ± 0.07	0.033	0.056	1.33	0.124

地震のデータを用いて m_c を $m_c = 4.0$ (a), $m_c = 3.0$ (b), $m_c = 2.0$ (c) の場合の累積確率分布である。

まず m_c が大きい場合の発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ に注目する。本章では先に述べた4つの検定方法 (RMS test [累積確率分布と Weibull plot], KS test, AD test) を用いて $P(\tau)$ の最適な分布関数を推定した。図 6.2 (a) の Okinawa $m_c = 4.5$ における検定結果を表 6.1 に示す。一般に最適な分布関数は扱う検定の方法によって変わる場合があるが、Okinawa の場合は4つすべての検定結果で Weibull 分布が最適な分布関数であることを主張している。Chuetsu の場合については $m_c = 4.0$ (図 6.3 (a)) における検定結果を表 6.2 にのせた。この表から、累積分布関数を用いた RMS 検定 と KS 検定では Weibull 分布が最も望ましいものの、AD 検定では log normal 分布が、Weibull plot に適応した rms 検定は gamma 分布がそれぞれ

表 6.3: Okinawa 領域の $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c		Weibull distribution		Distribution X			rms-value	
Region	distribution X	α_1	β_1	α_i	β_i	p	$[\times 10^{-3}]$	ln rms
4.5 Okinawa	$P_{lw} (i = 2)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14	-4.27
	$P_{pow} (i = 3)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14	-4.27
	$P_{gam} (i = 4)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14	-4.27
	$P_{ln} (i = 5)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14	-4.27
4.0 Okinawa	$P_{lw} (i = 2)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11	-4.51
	$P_{pow} (i = 3)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11	-4.51
	$P_{gam} (i = 4)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11	-4.51
	$P_{ln} (i = 5)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11	-4.51
3.5 Okinawa	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.13	1.87 ± 0.25	4.73 ± 0.70	0.78 ± 0.03	5.1	-5.28
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.14	1.81 ± 0.07	0.64 ± 0.07	0.95 ± 0.02	7.3	-4.92
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.14	—	—	1	12	-4.42
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.14	0.86 ± 0.01	0.93 ± 0.01	0.66 ± 0.06	5.7	-5.17
3.0 Okinawa	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.43 ± 0.04	1.81 ± 0.04	1.34 ± 0.06	2.46 ± 0.08	0.60 ± 0.02	3.8	-5.57
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.38 ± 0.04	1.64 ± 0.02	2.20 ± 0.08	0.55 ± 0.02	0.79 ± 0.02	8.8	-4.73
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.38 ± 0.04	1.64 ± 0.02	—	—	1	17	-4.07
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.38 ± 0.04	1.64 ± 0.02	0.19 ± 0.006	1.46 ± 0.01	0.08 ± 0.08	6.4	-5.05
2.5 Okinawa	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.76 ± 0.04	1.16 ± 0.02	1.23 ± 0.03	1.67 ± 0.02	0.47 ± 0.01	3.0	-5.81
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.90 ± 0.09	1.02 ± 0.01	2.83 ± 0.08	0.51 ± 0.01	0.59 ± 0.04	9.8	-4.63
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.90 ± 0.05	1.02 ± 0.008	1.09 ± 0.03	0.94 ± 0.04	0.99 ± 0.09	23	-3.77
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.19 ± 0.008	0.53 ± 0.01	0	12	-4.42
2.0 Okinawa	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.75 ± 0.06	0.78 ± 0.02	1.18 ± 0.03	1.43 ± 0.02	0.42 ± 0.02	2.3	-6.07
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.56 ± 0.18	0.77 ± 0.01	3.60 ± 0.09	0.48 ± 0.004	0.39 ± 0.04	7.3	-4.92
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.56 ± 0.18	0.77 ± 0.01	1.09 ± 0.06	0.68 ± 0.05	0.96 ± 0.08	25	-3.09
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.41 ± 0.01	0.39 ± 0.03	0	15	-4.20

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

最適な分布関数となり、検定の方法によって最適な分布関数が異なる結果となった。しかし、AD 検定, Weibull plot を用いた RMS 検定においても Weibull 分布が次点となっていること、log normal 分布や gamma 分布との差は小さいことを考慮すると、Chuetsu の場合においても、大きい地震の発生間隔 $P(\tau)$ は Weibull 分布がもっともふさわしいことを示唆している。以後、誤差の評価は累積分布関数における rms で評価する。

しかし m_c を徐々に小さくしていくと Weibull 分布での fitting の精度が悪くなる。そこで、次のような仮説をたて検証した。

[仮説 (1)] interoccurrence time の分布関数 $P(\tau)$ は Weibull 分布ともう 1 つの分布関数 (distribution X, P_X) の重ね合わせ、つまり

表 6.4: Chuetsu 領域の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c Region	distribution X	Weibull distribution		Distribution X		p	rms-value	
		α_1	β_1	α_i	β_i		$[\times 10^{-3}]$	ln rms
4.0 Chuetsu	$P_{lw} (i = 2)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19	−3.96
	$P_{pow} (i = 3)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19	−3.96
	$P_{gam} (i = 4)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19	−3.96
	$P_{ln} (i = 5)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19	−3.96
3.5 Chuetsu	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	1.96 ± 0.03	8.16 ± 0.19	0.86 ± 0.02	6.2	−5.08
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	1.66 ± 0.03	0.60 ± 0.05	0.96 ± 0.01	7.1	−4.95
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	0.96 ± 0.004	4.61 ± 0.05	0.92 ± 0.07	7.6	−4.88
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	1.05 ± 0.02	2.30 ± 0.04	0.78 ± 0.04	6.4	−5.05
3.0 Chuetsu	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	1.99 ± 0.16	5.35 ± 0.39	0.82 ± 0.04	3.9	−5.55
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	1.97 ± 0.04	0.53 ± 0.02	0.93 ± 0.009	5.0	−5.30
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	—	—	1	6.5	−5.04
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	0.40 ± 0.02	0.92 ± 0.04	0.65 ± 0.06	3.7	−5.60
2.5 Chuetsu	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.47 ± 0.03	1.24 ± 0.02	1.20 ± 0.04	1.91 ± 0.04	0.59 ± 0.01	2.4	−6.03
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.55 ± 0.06	1.17 ± 0.02	2.52 ± 0.08	0.50 ± 0.02	0.69 ± 0.03	6.8	−4.99
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.55 ± 0.06	1.17 ± 0.02	1.03 ± 0.02	1.10 ± 0.05	0.99 ± 0.09	16	−4.14
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.10 ± 0.006	0.64 ± 0.008	0	5.1	−5.28
2.0 Chuetsu	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.77 ± 0.08	0.78 ± 0.02	1.20 ± 0.04	1.47 ± 0.02	0.47 ± 0.02	2.8	−5.88
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.43 ± 0.18	0.79 ± 0.01	3.47 ± 0.12	0.48 ± 0.008	0.47 ± 0.05	8.0	−4.83
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.43 ± 0.18	0.79 ± 0.01	1.19 ± 0.11	0.69 ± 0.04	0.97 ± 0.11	26	−3.65
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.40 ± 0.005	0.82 ± 0.02	0	14	−4.26

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

$$P(\tau) = p \times \text{Weibull distribution} + (1 - p) \times \text{distribution X} \quad (6.9)$$

と記述することができる。

p は $P(\tau)$ に対する P_w の割合を意味するパラメータで $0 \leq p \leq 1$ である。 $p = 1$ で $P(\tau)$ は Weibull 分布に、 $p = 0$ で $P(\tau)$ は distribution X にしたがう。ここでは、distribution X の候補として log-Weibull 分布, power law, gamma 分布, log normal 分布を考える。そこで distribution X を特定するために Okinawa と Chuetsu のデータをもとに fitting を行った結果をそれぞれ表 6.3, 6.4 に示した。2つの地域ともに、 m_c が大きい領域では $p = 1$ となり、ほかのあらゆる分布関数の重ね合わせよりも Weibull 分布が分布関数としてふさわしく、distribution X の影響は無視できることを意味している。そして m_c を徐々に小さくしていくと、rms 値がもっと小さく推移しているのは Weibull 分布と log-Weibull 分布との組み合わせであることがわかる。これにより先の仮説は、次のように修正することができる。

[仮説 (2)] interoccurrence time の分布関数 $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせ、つまり

$$P(\tau) = p \times \text{Weibull distribution} + (1 - p) \times \text{log-Weibull distribution} \quad (6.10)$$

で記述することができる。

ゆえに、 $P(\tau)$ は $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, p$ の5つのパラメータで特徴づけられる。この**仮説 (2)**は、地震の発生間隔 $P(\tau)$ が単一の統計分布にしたがうのではなく、Weibull 統計と log-Weibull 統計が共存していることを意味し、従来主流の考え方である単一の統計分布にもとづく評価方法とは異なるものである。

次に、パラメータの最適値の決定方法について説明する。

(A) 5個のパラメータ空間 $(\alpha_1, \beta_1, \alpha_i, \beta_i, p)$ の中でテスト関数とデータ点の誤差が最小になるように各パラメータの最適値を見積もり、95%の信頼区間を \pm で表示した。

ただし、 p を除く各のパラメータの C_V [平均値を標準偏差で割ったもの] が0.1を超えている場合には、

(B) Weibull 分布のパラメータ α_1, β_1 と distribution X のパラメータ α_i, β_i の最適値を個々に求め、最後にこれらの値を用いて p を決定する。

という方法をとった。

仮説 (2) のもとで、ほかの領域での解析結果を表 6.5 にまとめた。この表で取り扱っている地域は (A): 140°E–145°E, 25°N–30°N, (B): 140°E–145°E, 35°N–40°N, (C): 135°E–140°E, 30°N–35°N である。詳細な解析結果については、付録 A を参照。この表から、すべての地域において m_c が大きいときには $P(\tau)$ が $\alpha_1 < 1$ の Weibull 分布にしたがうことや m_c を下げいくにいくと Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせの領域に入り、 $P(\tau)$ は m_c に依存することが確認できる。この傾向は Okinawa, Chutetsu と同じで Corral [51] が示した unified scaling law とは異なる結果である。

これら5つの観測結果は、 $P(\tau)$ は式 (6.10) で記述することができ、gamma 分布や指数分布といった単一の統計分布で記述できるのではなく Weibull 統計と log-Weibull 統計の2つを同時に含んでいるという**仮説 (2)**を強く支持している結果である。また、 $P(\tau)$ に占める Weibull 分布の割合 p が m_c を上げていくと徐々に増えていくことは、 $P(\tau)$ の支配的な分布関数が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化するという意味で、Weibull - log Weibull 転移を起

表 6.5: 仮説 (2) のもとでの最適パラメータの結果

Region	m_c	Weibull distribution		log-Weibull distribution		p
		α_1	β_1 [day]	α_2	β_2 [day]	
(A) 140°E–145°E 25°N–30°N	2.0 ¹	1.26 ± 0.02	1.59 ± 0.05	1.43 ± 0.08	2.07 ± 0.05	0.59 ± 0.03
	2.5 ¹	1.31 ± 0.02	1.90 ± 0.02	1.45 ± 0.09	2.09 ± 0.04	0.67 ± 0.02
	3.0 ²	1.13 ± 0.02	1.80 ± 0.02	1.51 ± 0.16	3.20 ± 0.10	0.92 ± 0.04
	3.5 ²	1.11 ± 0.01	2.49 ± 0.01	1.80 ± 0.13	1.47 ± 0.01	0.95 ± 0.02
	4.0	0.97 ± 0.01	4.45 ± 0.02	–	–	1
	4.5	0.89 ± 0.02	11.3 ± 0.19	–	–	1
(B) 140°E–145°E 35°N–40°N	2.0 ²	4.34 ± 0.73	0.58 ± 0.02	1.04 ± 0.08	1.21 ± 0.01	0.40 ± 0.06
	2.5 ¹	2.91 ± 0.28	0.79 ± 0.02	1.10 ± 0.05	1.43 ± 0.02	0.31 ± 0.04
	3.0 ¹	1.54 ± 0.04	1.14 ± 0.04	1.37 ± 0.06	1.76 ± 0.06	0.62 ± 0.02
	3.5 ²	1.26 ± 0.02	1.95 ± 0.02	1.10 ± 0.12	1.98 ± 0.16	0.85 ± 0.01
	4.0	0.94 ± 0.009	3.45 ± 0.02	–	–	1
	4.5	0.82 ± 0.02	7.69 ± 0.14	–	–	1
(C) 135°E–140°E 30°N–35°N	2.0 ¹	2.17 ± 0.04	0.76 ± 0.006	1.11 ± 0.02	1.39 ± 0.02	0.52 ± 0.02
	2.5 ¹	1.82 ± 0.05	1.04 ± 0.02	1.22 ± 0.04	1.66 ± 0.02	0.50 ± 0.02
	3.0 ¹	1.37 ± 0.03	1.71 ± 0.03	1.33 ± 0.05	2.24 ± 0.07	0.60 ± 0.02
	3.5 ²	1.01 ± 0.01	3.63 ± 0.06	1.90 ± 0.18	4.91 ± 0.55	0.87 ± 0.02
	4.0 ²	0.88 ± 0.01	8.24 ± 0.09	2.52 ± 0.10	15.1 ± 0.47	0.95 ± 0.08
	4.5	0.93 ± 0.01	21.6 ± 0.19	–	–	1

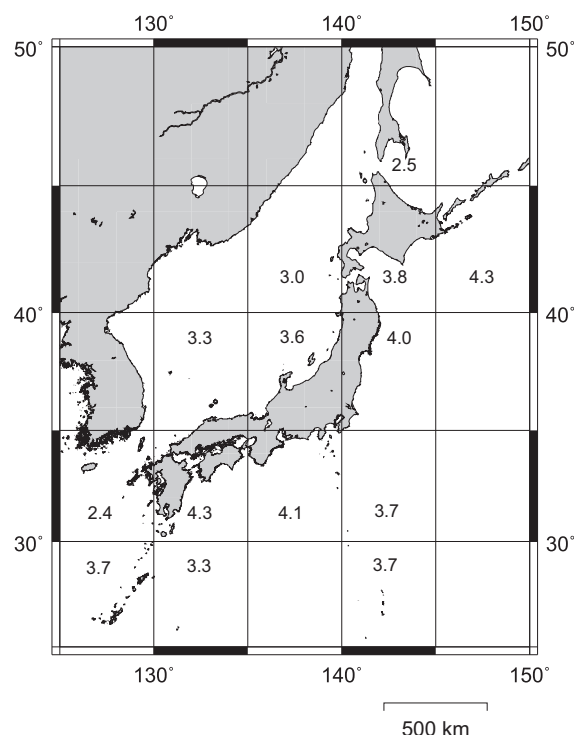


図 6.4: 分布関数が Weibull 分布へと変わるときのマグニチュード m_c^{**} の解析結果。 m_c^{**} は領域によって依存し 2.4 から 4.3 まで変動する。

こすことを意味している。しかしモデルの解析結果で現れるような log-Weibull 領域 ($p = 0$) は観測されなかった。そのため、分布関数が Weibull 分布へと変わるマグニチュード m_c^{**} が見積もることができる。そこで、JMA データで解析した 14 地域の m_c^{**} の値を図 6.4 に示す。この図から m_c^{**} は、解析した地域によって異なる値を持ち、2.4 (125°E–130°E, 30°N–35°N) から 4.3 (130°E–135°E, 30°N–35°N, 145°E–150°E, 40°N–45°N) まで変化する。また、図 6.1 (a) と比較すると、Weibull - log Weibull 転移が解析したすべての領域で現れるため、この統計則が普遍的な性質であることを強く示唆している結果である。

6.4 議論と考察

先に示した Weibull - log Weibull 転移をはじめとした統計的性質、特に Weibull 分布が解析した領域を変化させても現れるかを調べるために、 L の大きさを 3 から 25 まで変化させた。そして、各 L で取り扱った領域は以下のとおりである。(1) $L = 3$: 140°–143° E, 35°–38° N, (2) $L = 5$: 140°–145° E, 35°–40° N, (3) $L = 10$: 140°–150° E, 35°–45° N, (4) $L = 25$:

表 6.6: 領域サイズ L を変化させたときの Weibull 指数 α_1 , 特性時間 β_1 の変化

L	Region	m_c^{**}	m_c	α_1	β_1 [day]	rms	ln rms
$L = 3$	140°–143° E and 35°–38° N	3.9	4.6	0.88 ± 0.02	19.4 ± 0.36	0.011	−4.51
$L = 5$	140°–145° E and 35°–40° N	4.0	4.7	0.75 ± 0.03	10 ± 0.38	0.014	−4.27
$L = 10$	140°–150° E and 35°–45° N	4.2	4.9	0.94 ± 0.01	8.36 ± 0.08	0.0077	−4.87
$L = 25$	125°–150° E and 25°–50° N	5.0	5.7	0.93 ± 0.03	17.8 ± 0.40	0.021	−3.86

125°–150° E, 25°–50° N。

特に、 $L = 25$ のときには JMA データがカバーしている領域全体に相当する。そして、各 L の m_c が大きい領域における発生間隔 $P(\tau)$ の分布関数の決定を行いパラメータの最適値、 m_c^{**} , rms を表 6.6 にまとめた。その結果 L を変化させても、 m_c が大きいとき $P(\tau)$ は Weibull 指数 α_1 が 1 よりも小さい Weibull 分布にしたがうことや、Weibull - log Weibull 転移も確認できる。また m_c^{**} は $m_c^{**} = 3.9$ ($L = 3$), $m_c^{**} = 4.0$ ($L = 5$), $m_c^{**} = 4.2$ ($L = 10$), $m_c^{**} = 5.0$ ($L = 25$) となりシステムサイズを大きくしていくにつれて大きくなる傾向がある。このことから、解析した領域 L を大きくしても発生間隔分布の統計的性質 (Weibull 分布と Weibull - log Weibull 転移) は領域サイズを変えても維持されることを示している。

最後に先行研究との比較を行う。Corral [51] が提唱した unified scaling law は一般化されたガンマ分布を指しているが、この分布関数のパラメータの 1 つである δ が $\delta = 0.98 \pm 0.05$ であるため近似的には gamma 分布と同じである。本研究でも、大きな m_c では確かに gamma 分布が近似曲線として log normal 分布や power law に比べてふさわしい結果は得られている。しかしながら、Weibull 分布が最適であることは、複数の検定結果が支持する結果となっている。そのときの Weibull 指数 α_1 が $\alpha_1 < 1$ であることから、 $P(\tau)$ のテイル部分は stretched exponential 分布で減衰する。これは、指数関数的に減衰する gamma 分布とは大きく異なり、大きな地震は Poisson 過程ではないことを明示している。また、 $P(\tau)$ の支配的な分布関数が、 m_c を上げていくにつれて log-Weibull 分布から Weibull 分布に変化するという意味で $P(\tau)$ が Weibull - log Weibull 転移を示すことを見出した。この結果は地震の発生間隔には Weibull 統計と log-Weibull 統計が共存するということを意味し、これまでの議論の中心であった単一の統計分布とは異なる見方である。そして、分布関数が Weibull 分布へと変わるときのマグニチュード m_c^{**} は地殻構造に依存すると考えられ、解析している領域によって値が変化する。また、領域サイズを変化させても、この統計的性質 (分布関数 $P(\tau)$)

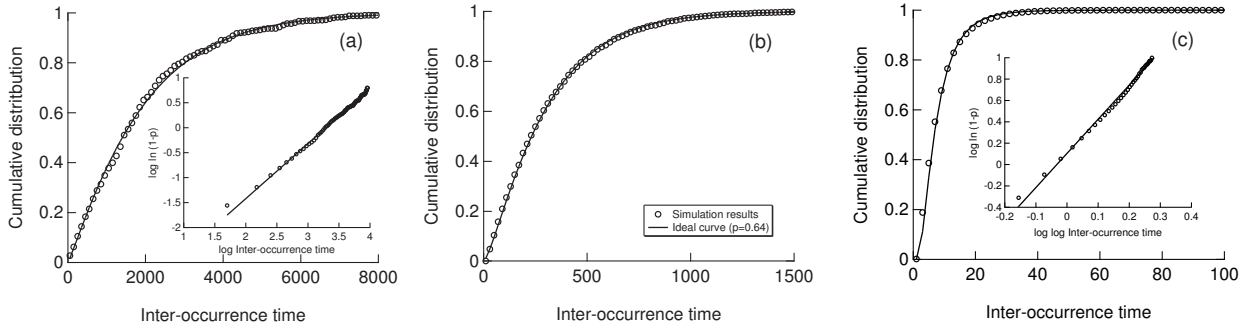


図 6.5: 2次元 BK モデルで発生させた地震の発生間隔が示す Weibull - log Weibull 転移。(a), (b), (c) の順にマグニチュードのしきい値 m_c を上げており、それぞれの分布関数は log-Weibull 分布、Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせ、Weibull 分布にしたがう [69]。(a), (c) の inset figure はそれぞれ log-Weibull plot, Weibull plot である。詳細については第 5 章を参照。

が Weibull 分布と log-Weibull 分布で記述できること、 $P(\tau)$ が Weibull - log Weibull 転移を示すこと) は変化しない。

近年、Abaimov らは 1 つの断層で発生する準周期的に発生する大きい地震の発生間隔を意味する recurrence time の分布関数として Brownian passage time (BPT) 分布 [74] や log normal 分布よりも Weibull 分布の方がふさわしいことを示した [61]。本研究と組み合わせることで Weibull 分布が地震の発生間隔を記述する上で核となる分布関数 $P(\tau)$ であることを暗示している。

本研究では地震の発生間隔の性質として $P(\tau)$ が log-Weibull 分布と Weibull 分布との重ねあわせで記述でき、 $P(\tau)$ に占める Weibull 分布の割合がマグニチュードのしきい値 m_c をあげていくにつれて徐々に増えていくという性質を明らかにした。本研究では分布関数の重ねあわせに log-Weibull 分布を導入したが、この分布関数よりもふさわしい確率分布の存在を否定するものではない。しかし、このような Weibull - log Weibull 転移は日本の各領域だけではなく California, Taiwan といった地殻構造の異なる地域でも現れることから [116]、 $P(\tau)$ に log-Weibull 成分が含まれているとみなせることは妥当であると考えられる。また、この Weibull - log Weibull 転移は 第 5 章で示した通り 2 次元の BK モデルの数値実験での再現が可能である [69]。図 6.5 に示したように、モデルでは、log-Weibull 領域 ($p = 0$) が取り出せるようなパラメータ領域が存在し、そこでは、より鮮明な Weibull - log Weibull 転移が現れる。

6.5 本章のまとめ

本章では、気象庁の1元化データを用いて地震の発生間隔のマグニチュード依存性を詳細に調べた。複数の統計検定の結果、発生間隔の確率分布 $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布との重ね合わせで記述することができ、分布関数に占める Weibull 分布の割合は、マグニチュードのしきい値 m_c を大きくしていくにつれて大きくなった。特に、大きな地震の発生間隔の $P(\tau)$ は指数 $\alpha_1 < 1$ の Weibull 分布にしたがい、大きな地震の時系列が Poisson 過程ではないことを明確にした。本章を通して、地震の発生間隔には Weibull 統計と log-Weibull 統計が同時に存在していること、分布関数の m_c に対する変化は、支配な分布関数が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化すると解釈することができる。つまり地震の発生間隔統計は Weibull - log Weibull 転移を示すことを見出した。そしてこの転移は、解析地域の領域のサイズを変化させても、地殻構造の異なる地域でも得られることから、地震の発生間隔に潜む普遍的な性質であると考えることができる。また、同じような転移現象は2次元の BK モデルの解析結果からも抽出することができるため、本章で得られた結果は、力学モデルからの予想が地震データを用いて検証されたものであるともいえる。しかし、この転移の物理的な意味や log-Weibull 分布の発現の起源などは、未だに十分な理解が得られておらずその解明が求められる。この転移の地球科学的な解釈は次の第7章で説明する。

第7章 Weibull - log Weibull 転移の地球科学的解釈

本章では、第5章および第6章で明らかになった地震の発生間隔分布に現れる Weibull - log Weibull 転移の地球科学的解釈を与えるために、新たに南カリフォルニア (SCEDC)、台湾 (CWB) の地震カタログの解析を行い、分布関数のマグニチュード依存性を調べた。その結果、すべての場合において、分布関数 $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ねあわせで記述でき、そして $P(\tau)$ の支配的な分布関数は log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化するという意味で Weibull - log Weibull 転移を起こす。特に、 $P(\tau)$ が重ね合わせの領域から Weibull 分布へと転移するときのマグニチュード m_c^{**} は、プレートの速度および領域内で記録された最大マグニチュード m_{max} と正の相関を持っていることがわかった。さらに、本章で得られた m_c^{**} と m_{max} との間における関係式 $m_c^{**}/m_{max} = 0.54 \pm 0.06$ は、大地震がプレートの速度に比例するという先行研究を支持するだけでなく、地震現象に現れる Weibull 分布がプレートの運動との関連を示唆する新しい視点を与えている。

7.1 序論

地震は間欠的な現象として位置づけられ、また断層システムは、様々な地殻内の要素が絡み合う複雑系として広く認識されている。地震発生のメカニズムの解明には、断層内部に働く摩擦力の定式化や内部構造の特定など多くの未解決な問題が残っている。また、統計物理学のアプローチを用いて断層システムのメカニズムを推定する研究も行われてきている [23, 117] が、地震のような非平衡開放系の理論についてはいまだ統一的な枠組みの構築されていない。これに対して、地震の統計的性質については、GR law [1], Omori law [3] など経験則として知られているものがある。

地震の発生間隔 (interoccurrence time, recurrence time) に関する研究は、これまでに分布関数の決定やスケーリング則の提唱などが研究対象であった [49, 51, 55, 110]。特に、発

生間隔の分布関数としては、Weibull 分布 [67] や指数分布 [56]、BPT 分布 [74]、log normal 分布 [74] などが候補としてあげられてきた。特に、定常過程においては一般化されたガンマ分布が Corral によって提唱され、unified scaling law と呼ばれた [51]。その一方で、実際の地震のデータには限りがあるため、数理モデルからの類推も行われている [24]。例えば、BK モデルや Virtual California model [70] においては、大地震の発生間隔は Weibull 分布にしたがうことが報告されている [67, 69]。また第3章で述べたように、2次元BKモデルでは、 $P(\tau)$ のサバイバル分布がベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) にしたがう、日本と南カリフォルニアの地震データの解析結果 [40] と同じ分布関数にしたがうことが示された [44]。

第6章では、日本の地震カタログ (JMA) を解析した結果、発生間隔の分布関数 $P(\tau)$ が Weibull 分布と log Weibull 分布の重ねあわせで記述できることを示し、これまで議論の中心であった単一の分布関数を仮定した議論とその誤差評価とは異なる結果となった [115]。この結果は複数の統計検定の結果から支持されているものである。そして、マグニチュードのしきい値 m_c を上げていくにつれて、 $P(\tau)$ の支配的な分布関数が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化する Weibull - log Weibull 転移が現れる。また、 $P(\tau)$ が Weibull 分布へとときり変わるときのマグニチュードは領域依存性を持っている。この転移は、理論モデルである 2次元BKモデルでも再現でき、この統計則は系の摩擦や剛性に依存していると推定できる [69]。しかし、この転移の物理的、および地球科学的解釈は行われていない。

そこで本章では、転移の地球科学的解釈を与えるために、従来の結果である理論モデルのデータ、日本のデータに加えて、新たに南カリフォルニア、台湾の2つの地震カタログを解析した。そして、結果と比較を行い、Weibull - log Weibull 転移の普遍性や解釈を与えることを目的とする。

7.2 データの紹介と解析手法

本研究では Japan (JMA), 南カリフォルニア (SCEDC), 台湾 (CWB), 2次元BKモデルから作った理論データ (Synthetic) の4つの地震カタログを用いて発生間隔の統計的性質を調べた。これらの地震カタログに関する情報を表 7.1 に示す。ただし、この表における m_{min} および m_c^0 はそれぞれ、カタログに記録されているマグニチュードの最小値、および最小しきい値である。実際の地震カタログには小さい地震が欠損している可能性があるため、 m_c^0 を GR law 成立している最小値で決めた。この手法は地震学で経験的に用いられているものである。まず、4つのカタログについて概説する。

表 7.1: 解析したカタログの詳細情報

地震カタログ	収録域	解析期間	地震数	m_{min}	m_c^0
JMA	25°–50°N and 125°–150°E	2001/01/01–2007/10/31	130244	2.0	2.0
SCEDC	32°–37°N and 114°–122°W	2001/01/01–2007/12/31	10838	0.0	2.0
CWB	21°N–26°N and 119°–123°E	2001/01/01–2007/12/31	148155	0.0	2.0
Synthetic	50 × 50 (system size)	-	297040	0.0	0.3

気象庁1元化地震カタログ (JMA) 気象庁が管理している地震カタログで、収録期間は1923年から最新までのマグニチュード0.0以上の地震の発生時間、震源地、マグニチュードなどの情報を含んでいる。本章では、東京大学地震研究所地震予知情報センター [104] から、2001年1月1日から震源決定が確定した2007年10月31日までの地震データを利用した。図 2.6 (b) よりデータ等の欠損の影響が無視できるマグニチュードの最小値 m_c^0 は $m_c^0 = 2.0$ とした。JMA データはカバーしている領域が広いため、 $5^\circ \times 5^\circ$ の領域に分割し、個々の領域で解析を行った。各領域の結果の詳細は付録 A を参照。

南カリフォルニア地震カタログ (SCEDC) Southern California Earthquake Data Center (SCEDC) が管理している地震カタログで1932年から最新までのマグニチュード0.0以上の地震の発生時間、震源地、マグニチュードなどを記録している。本研究ではJMA データに合わせて、2001年1月1日から2007年12月31日までの10838個地震データを用いた。このデータを下に作成したマグニチュードの分布が図 2.7 (b) であり、 $m_c^0 = 2.0$ と見積もった。

台湾中央気象局地震カタログ (CWB) 台湾中央気象局 (CWB) が管理している地震カタログであり、マグニチュード0.0以上の地震の発生時間、震源地、マグニチュードなどを記録している。本研究ではJMA, SCEDC データに合わせて、2001年1月1日から2007年12月31日までの148155個地震データを用いた。この期間におけるマグニチュードの分布は図 2.8 (b) で、 $m_c^0 = 2.0$ として解析を行った。

2次元BKモデルから作成した理論データ (Synthetic) 理論データは、「すべり速度弱化の摩擦構成法則」を取り込んだ2次元のBKモデルから作成した。このモデルでは、剛性 l_x^2, l_y^2 , 速度弱化の度合いを表す摩擦パラメータ α , プレートの手速度 ν , 最大摩擦力と動摩擦力の差 σ の5つがコントロールパラメータとなっている。本研究では、GR law や発生間隔の統計性質を再

現できるパラメータ ($l_x^2 = 1, l_y^2 = 3, \alpha = 3.5, \nu = 0.01$, and $\sigma = 0.01$) [44] のもとで地震のデータを作った。このモデルにおけるマグニチュードは、一般には $m = m_0 + \log_{10} \left(\sum_{i,j}^n \delta u_{i,j} \right) / 1.5$ で定義される。これまでの章では $m_0 = 0$ としてきたが、ここでは、後に規格化を行う関係でマグニチュードの値を正に設定したいため $m_0 = 0.7$ とした。また、地震の発生時刻をあるイベント中に1番初めに滑り始めた時間とした。

n 番目の地震の発生間隔 τ_n は $n-1, n$ 番目の発生時間 t_{n-1}, t_n を用いて、 $\tau_n = t_{n+1} - t_n$ で定義し、マグニチュード m_c 以上の地震の発生間隔を調べた。本章でも、第6章と同じように余震や小さい地震が地震カタログから欠損していることを考慮して、JMA, SCEDC, CWB の解析では $h = 0.5$ とした。これに対して、Synthetic の解析では第5章にならい $h = 0$ とした。そして、発生間隔の分布関数の m_c 依存性については、日本およびBKモデルの理論データの解析結果を受けて、次のような仮説を立て検証した。

[仮説] interoccurrence time の分布関数 $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせ、つまり

$$P(\tau) = p \times \text{Weibull distribution} + (1 - p) \times \text{log-Weibull distribution} \quad (7.1)$$

で記述することができる。

ただし、 p は分布関数に示す Weibull 分布の割合を表している。 $p = 1$ で分布関数は Weibull 分布 P_w に、 $p = 0$ で log-Weibull 分布 P_{lw} にしたがう。それぞれの確率密度関数は、

$$P_w(\tau) = \left(\frac{\tau}{\beta_1} \right)^{\alpha_1 - 1} \frac{\alpha_1}{\beta_1} \exp \left[- \left(\frac{\tau}{\beta_1} \right)^{\alpha_1} \right], \quad (7.2)$$

$$P_{lw}(\tau) = \frac{(\log(\tau/k))^{\alpha_2 - 1}}{(\log \beta_2)^\delta} \frac{\alpha_2}{\tau} \exp \left[- \left(\frac{\log(\tau/k)}{\log \beta_2} \right)^{\alpha_2} \right], \quad (7.3)$$

で与えられる。ただし $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, k$ は定数で、 $k = 0.5$ とした。ここでも、log-Weibull 分布は Weibull 分布の累積分布関数の log 補正として導入した。

7.3 結果

はじめに、今回初めて解析を行う南カリフォルニア (SCEDC) および台湾 (CWB) の $P(\tau)$ が Weibull - log Weibull 転移を示すかどうかを調べた。そのため前章と同様 $P(\tau)$ の分布関数の候補として Weibull 分布, log-Weibull 分布, power law, gamma 分布, log normal 分布とその重ね合わせを仮定して RMS (root mean square) 検定を用いて分布関数の決定を行った。

表 7.2: $P(\tau)$ の近似曲線の組み合わせの結果

Region	m_c	$P_w + P_{lw}$ rms ($P_w/P(\tau)$)	$P_w + P_{pow}$ rms ($P_w/P(\tau)$)	$P_w + P_{gam}$ rms ($P_w/P(\tau)$)	$P_w + P_{ln}$ rms ($P_w/P(\tau)$)
California	2.0	1.7 (0.45 ± 0.01)	7.1 (0.44 ± 0.04)	25 (0.97 ± 0.10)	14 (0)
	2.5	2.3 (0.58 ± 0.01)	7.1 (0.72 ± 0.02)	17 (1)	6.0 (0)
	3.0	5.3 (0.79 ± 0.04)	6.8 (0.91 ± 0.02)	9.1 (1)	5.4 (0.57 ± 0.06)
	3.5	7.6 (1)	7.6 (1)	7.6 (1)	7.6 (1)
	4.0	23 (1)	23 (1)	23 (0.34 ± 1.29)	23 (1)
Taiwan	2.5	13 (0.40 ± 0.12)	14 (0.20 ± 0.10)	43 (0.96 ± 0.14)	32 (0)
	3.0	3.4 (0.49 ± 0.04)	7.5 (0.53 ± 0.04)	24 (0.94 ± 0.12)	12 (0)
	3.5	5.0 (0.64 ± 0.04)	8.4 (0.74 ± 0.04)	13 (0)	6.1 (0)
	4.0	3.5 (0.68 ± 0.04)	7.4 (0.89 ± 0.02)	9.3 (0.83 ± 0.06)	3.4 (0.40 ± 0.06)
	4.5	5.8 (1)	5.8 (1)	5.8 (1)	5.8 (1)
	5.0	12 (1)	12 (1)	12 (1)	12 (1)

Root mean square test (RMS test) この検定の代表値である rms の定義は

$$\text{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x'_i)^2}{n - k}}, \quad (7.4)$$

である。ここで x_i は実際のデータ, x'_i は近似曲線から推定したデータ, n はデータ点の数, k はテスト関数である分布関数のパラメータの数である。本章では、rms を累積確率分布で算出し、値が最も小さい分布関数を最適な分布関数とした。

表 7.2 は、南カリフォルニアと台湾の地震データにおける最適パラメータの値, rms, 分布関数に占める Weibull 分布の割合の m_c 依存性である。ただし詳細な解析結果は、南カリフォルニア (付録 B)、台湾 (付録 C) を参照。表 7.2 から、JMA の場合と同様、 m_c が大きい地震の $P(\tau)$ は $\alpha_1 < 1$ の Weibull 分布にしたがう。しかし、しきい値を小さくしていくとその精度が徐々に悪くなる。そして、Weibull 分布との重ね合わせの分布関数の候補としては log-Weibull 分布が最適であることも示している。これらより、南カリフォルニアと台湾の地震データともに、 $P(\tau)$ が Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせで記述することができ、支配的な分布関数が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化する Weibull - log Weibull 転移を起こすことが確認できる。

4 つのカタログを解析したときの $P(\tau)$ の累積確率分布の例を log-Weibull 領域, 重ね合わせの領域, Weibull 領域の 3 つに分けて図 7.1 に示した。この図から log-Weibull 領域は理論

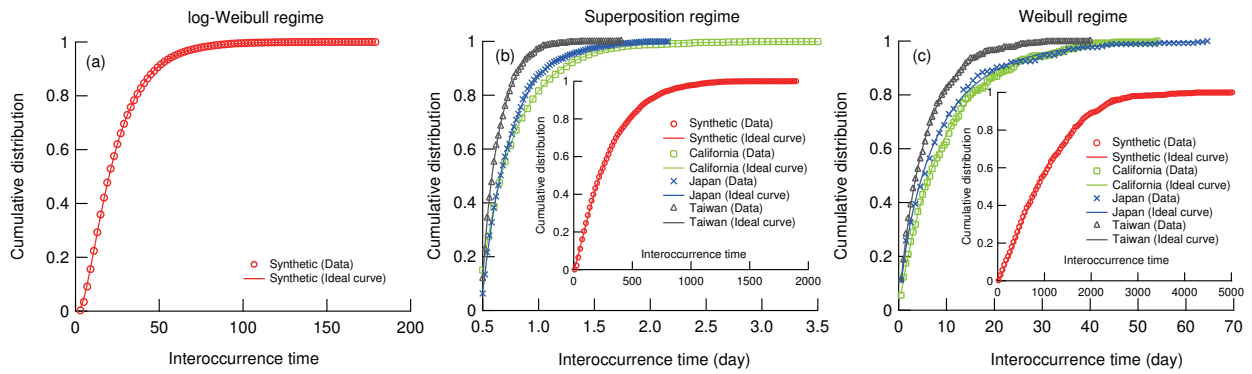


図 7.1: 4つの地震カタログから得られた $P(\tau)$ の累積確率分布。(○ : Synthetic, □ : California, × : Japan, △ : Taiwan)。(a), (b), (c) の順に log-Weibull 領域, 重ね合わせの領域, Weibull 領域である。(b), (c) の inset は理論データの結果。

表 7.3: 図 7.1 における fitting パラメータの結果。± は 95% の信頼区間を表す。

	カタログ	m_c	m_{max}	α_1	β_1	α_2	β_2	p
(a)	Synthetic	0.7	2.8	—	—	5.64 ± 0.02	51.3 ± 0.12	0
(b)	Synthetic	1.6	2.8	1.15 ± 0.01	311 ± 1.46	7.36 ± 0.08	604 ± 4.08	0.69 ± 0.10
(b)	Japan	2.5	7.2	2.91 ± 0.28	0.79 ± 0.02	1.10 ± 0.06	1.43 ± 0.02	0.31 ± 0.04
(b)	California	2.0	5.7	1.83 ± 0.04	0.81 ± 0.01	1.13 ± 0.02	1.48 ± 0.01	0.45 ± 0.01
(b)	Taiwan	2.5	7.1	3.35 ± 1.10	0.60 ± 0.06	1.01 ± 0.18	1.18 ± 0.04	0.40 ± 0.12
(c)	Synthetic	1.6	2.8	1.29 ± 0.02	1115 ± 7.10	—	—	1
(c)	Japan	4.5	7.2	0.82 ± 0.02	7.69 ± 0.14	—	—	1
(c)	California	3.5	5.7	0.95 ± 0.01	9.46 ± 0.08	—	—	1
(c)	Taiwan	4.5	7.1	0.92 ± 0.01	5.44 ± 0.04	—	—	1

データ (Synthetic) しか現れないのに対して、重ね合わせの領域と Weibull 領域については4つのデータに共通して現れていることがわかる。図 7.1 で対象にした m_c の値と領域のマグニチュードの最大値 m_{max} , 最適パラメータおよび rms を表 7.3 にまとめた。ただし、この図にて Japan と書かれているデータは付録 A の領域 10 (30°N – 35°N , 140°E – 145°E) の結果である。

最後に、分布関数に対する Weibull 分布の割合 p のマグニチュードの変化を調べた。理論データ (Synthetic) の場合 m_c を上げていくにつれて、 p が 0 から 1 へと変化し Weibull - log Weibull 転移が鮮明に現れている。これに対して、実データでは $p > 0.2$ であり、 m_c をあげていくにつれて 分布関数は重ね合わせの領域から Weibull 領域 ($p = 1$) へと推移していく。前章

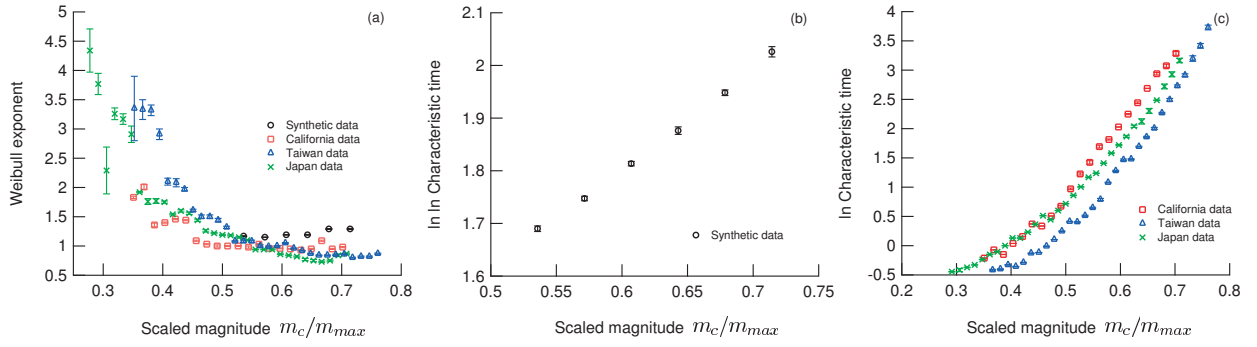


図 7.2: $P(\tau)$ の Weibull 成分の m_c/m_{max} に対する変化。(○ : Synthetic, □ : California, × : Japan, △ : Taiwan)。(a) Weibull 指数 α_1 , (b) 特性時間 β_1 。

と同じように log-Weibull 領域から重ね合わせの領域への転移マグニチュードを m_c^* , 重ね合わせの領域から Weibull 領域への転移を m_c^{**} と表記すると、 m_c^*, m_c^{**} は、 $m_c^* = 1.4, m_c^{**} = 1.7$ (Synthetic), $m_c^{**} = 4.0$ (Japan), $m_c^{**} = 3.3$ (California), $m_c^{**} = 4.4$ (Taiwan) となり地殻構造の影響を受けていることが推察される。

これまでの結果は、地震の $P(\tau)$ が Weibull 統計と log-Weibull 統計の同時に含んでおり、これまでの単一の分布を仮定し、誤差を定量化してきたこれまでとは異なるため、地震の発生間隔に関する知見を与えるものである。さらに、地殻構造の異なる日本、南カリフォルニア、台湾の3つの地域で共通して得られるこの Weibull - log Weibull 転移は、地震の発生間隔に潜んでいる普遍的な統計的性質であることを示唆している。さらに、分布関数のマグニチュード依存性は、支配的な分布関数が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化と解釈することができる。

次に、4つの地震カタログの結果を統一的に表示するため、マグニチュード規格化する。ここでは、その地域を特徴づけるマグニチュードとして平均値と最大値を考える。平均値は1つの大地震とその余震活動で変動することに加え、小さい地震ほどデータの欠損の可能性が高く信頼性が乏しいと予想される。これに対して、最大値 m_{max} は、その値の更新の頻度がまれであり、データの信頼性も高い。以上の観点から、平均値ではなく最大値がより普遍的で信頼性が高いと考え、 m_c/m_{max} で規格化を行う。

図 7.2 は図 7.1 で示した Synthetic, Japan, California, Taiwan の4つ領域での Weibull 成分のパラメータ (α_1, β_1) の変化を表している。図 7.2 (a) より、4つの場合について Weibull 指数 α_1 は閾値 m_c をあげていくにつれて徐々に小さくなる。特に、地震データの場合は $\alpha_1 < 1$

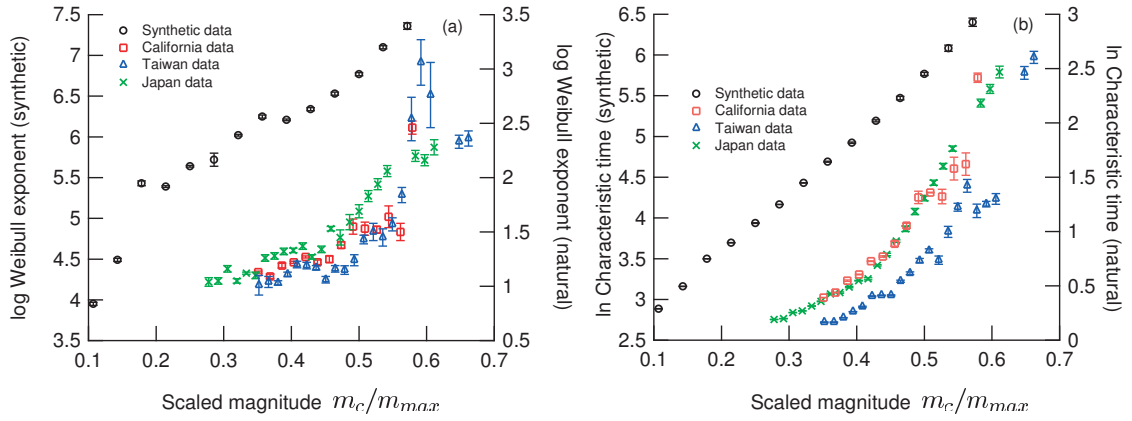


図 7.3: $P(\tau)$ の log-Weibull 成分の m_c/m_{max} に対する変化。(○ : Synthetic, □ : California, × : Japan, △ : Taiwan)。(a) log-Weibull 指数 α_2 , (b) 特性時間 β_2 。

になるのに対して Synthetic の場合は $\alpha_1 > 1$ となった。ただし、Synthetic でもパラメータによっては (例えば α を大きくするとき) $\alpha_1 < 1$ になる場合もある。また、特性時間 β_1 は、Synthetic では 2 重指数関数的 (図 7.2 (b)) に、地震データでは、 $m_c/m_{max} \gtrsim 0.4$ で指数関数的に上昇している (図 7.2 (c))。このことから分布関数は同じ Weibull 分布にしたがっているにもかかわらず、その成分 (α_1, β_1) は地震データの解析結果と理論モデルの解析結果とで変化が異なっている。

次に log-Weibull 成分 (α_2, β_2) におけるパラメータの変化を図 7.3 に示す。図 7.3 (a) より log-Weibull 指数 α_2 は、 m_c/m_{max} をあげていくと線形に上昇していくのに対して、特性時間 β_2 は指数関数的に上昇していることがわかる (図 7.3 (b))。この傾向は 4 つの地震カタログに共通し log-Weibull 成分についてはモデルと地震現象との間にパラメータの変化に差はないことがわかる。

最後に分布関数に占める Weibull 分布の割合と m_c/m_{max} の関係を図 7.4 に示す。この図から、 $P(\tau)$ が Weibull 分布へと遷移したときの crossover マグニチュードは $m_c^{**}/m_{max} \approx 0.6$ で、いずれの場合も最終的には Weibull 分布にしたがうことになる。

そこで、他の日本の地域のデータも加えた 17 箇所について m_c^{**} と m_{max} の関係を図 7.5 (a) に示す。その結果 m_c^{**} と m_{max} との間には正の相関がある。また m_c^{**}/m_{max} と m_{max} の関係を示している図 7.5 (b) から m_c^{**}/m_{max} がほぼ一定値になり、その平均は、

$$m_c^{**}/m_{max} = 0.54 \pm 0.06 \quad (7.5)$$

となっている。図 7.5 (b) において、3 つの領域では m_c^{**}/m_{max} が 0.5 よりも小さいところ

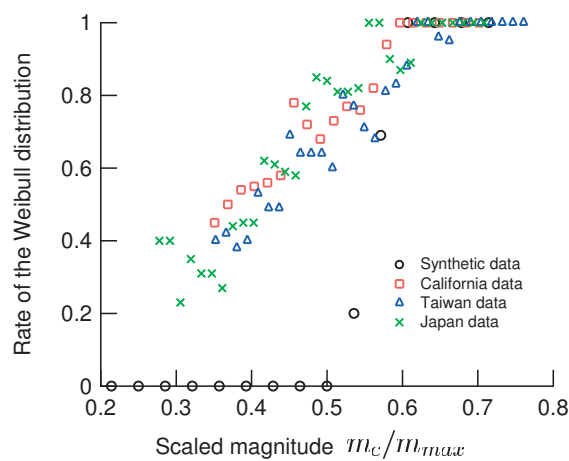


図 7.4: $P(\tau)$ に占める Weibull 分布の割合 p の m_c/m_{max} 依存性。(○ : Synthetic, □ : California, × : Japan, △ : Taiwan)。

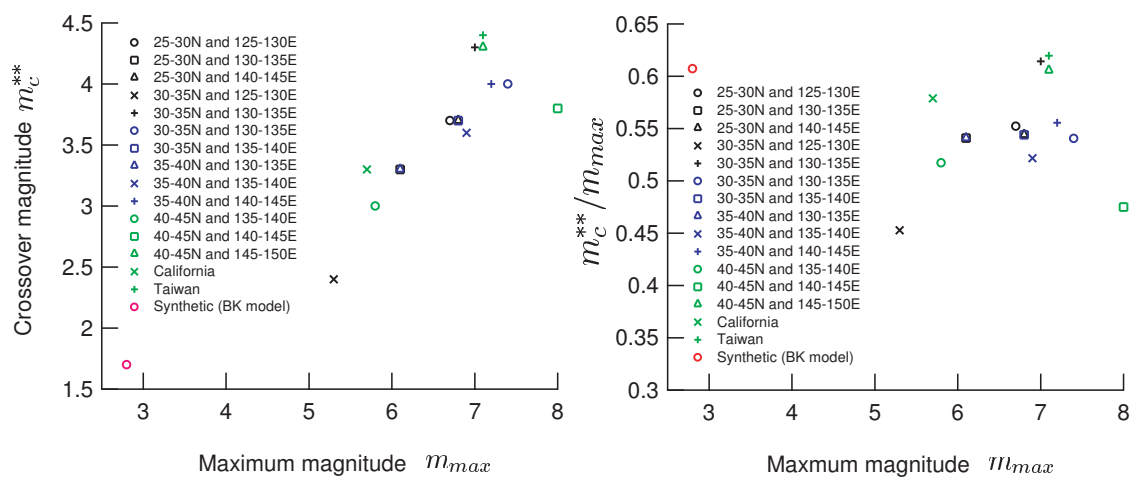


図 7.5: m_c^{**} と m_{max} との関係。(a) は m_c^{**} と m_{max} が正の相関を示している。 m_c^{**} を m_{max} で規格化した (b) では、 m_c^{**}/m_{max} がほぼ一定の値をとっていることがわかる。

表 7.4: m_c^{**} とプレートの速度 [118, 119] との関係。PH, EU, PA, NA はそれぞれ PHilippine sea plate (フィリピン海プレート), EUrasian plate (ユーラシアプレート), PAcific plate (太平洋プレート), and North American plate (北アメリカプレート) をさしている。

Region	relative plate motion	velocity [mm/yr]	m_c^{**}
Taiwan	PH-EU	71	4.40
East Japan	PA-PH	49	3.80 ¹
West Japan	PH-EU	47	3.80 ²
California	PA-NA	47	3.40

1 25°–30°N, 140°–145°E ($m_c^{**} = 3.7$), 30°–35°, 140°–145°E ($m_c^{**} = 3.7$), 35°–40°N, 140°–145°E ($m_c^{**} = 4.0$) の3つの領域の平均値である。

2 25°–30°N, 125°–130°E ($m_c^{**} = 3.7$), 25°–30°N, 130°–135°E ($m_c^{**} = 3.3$), 30°–35°N, 130°–135°E ($m_c^{**} = 4.3$), 30°–35°N, 135°–140°E ($m_c^{**} = 4.0$), 35°–40°N, 135°–140°E ($m_c^{**} = 3.6$) の5つの領域の平均値である。

ある。そのうち、30°–35°N, 125°–130°E および 45°–50°N, 140°–145°E の2地域は領域内で発生する地震の数が 1739, 1135 と他の領域に比べて 1/10 程度で、サンプル数が少ないという統計上の問題で、地震数の増加によって平均値からのずれは小さくなると予想される。これに対して、30°–35°N, 125°–130°E についてはこの領域で発生する最大マグニチュードが 8.0 と今回解析した JMA カタログ中の最大値であるため、最大マグニチュードが他の領域に比べて大きいことが原因であると考えられる。このことから、 m_c^{**} の地域性は最大マグニチュードの地域性と等価となり、 m_c^{**} が各地域の地震活動の代表値となりえることを意味している。

7.4 議論と考察

次に、 m_c^{**} の領域依存性を地球科学的側面から解釈を与えるため、ここではプレートの速度に注目し m_c^{**} との関係を表 7.4 に示した。Taiwan と East Japan, West Japan の各領域について平均 m_c^{**} とその速度の平均を比較した結果、同じフィリピン海プレートの影響を受けているにもかかわらず、プレートの速度が速い Taiwan の方が m_c^{**} の値が大きいことがわかる。つまり、 m_c^{**} とプレートの速度との間には正の相関があると考えられる。式 (7.5) を変形

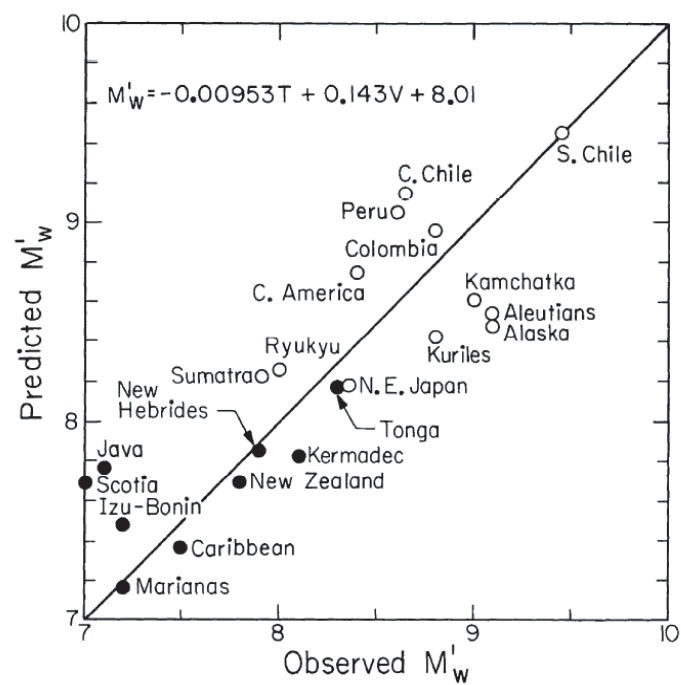


図 7.6: 式 (7.6) から見積もったプレート境界の地震のマグニチュードの値 M'_w と実測値 M_w との比較 (文献 [120] から引用)。これによりマグニチュードはプレートの速度に比例、年齢に反比例することがわかる。

した $m_{max} \sim m_c^{**}/0.54$ を用いると領域固有の最大地震 (固有地震) の大きさは、プレートの速度に比例することが説明できる。先行研究では、図 7.6 のように固有地震のマグニチュード M_w とプレートの速度 V 、プレートの年齢 T との間には

$$M_w = -0.000953T + 1.43V + 8.01, \quad (7.6)$$

という関係が報告されている [120]。本章の結果は、この関係式を支持するものであり、Weibull 分布がプレートの運動に起因する分布関数であることを示唆している。

7.5 本章のまとめ

本研究では、日本 (JMA)、南カリフォルニア (SCEDC)、台湾 (CWB)、そして2次元のBKモデルで作成した理論データ (Synthetic) を解析し、地震の発生間隔分布 $P(\tau)$ の統計的性質を調べた。その結果、すべての地震カタログにおいて $P(\tau)$ はマグニチュードのしきい値 m_c に依存するものの、Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ねあわせで記述することができる。特に、 m_c を上げていくと $P(\tau)$ に占める Weibull 分布の割合が増えてゆき、最終的には Weibull 分布にしたがう。つまり、支配的な分布関数が log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化するという意味で $P(\tau)$ は Weibull - log Weibull 転移を示す。この転移は、地殻構造の異なる日本、南カリフォルニア、台湾の3つの地域で共通して得られたため、地震の発生間隔分布に潜む共通の性質であるといえる。また、重ね合わせの領域から Weibull 分布の領域への crossover マグニチュード m_c^{**} はプレートの速度および領域の最大マグニチュード m_{max} と正の相関を持ち、 m_c^{**} がその地域の地震活動の特徴づける代表値となりえることが推察される。そして、 m_c^{**} と m_{max} との間には $m_c^{**} = (0.54 \pm 0.06) m_{max}$ という関係が成立することを見い出した。本章の結果は、 m_{max} はプレートの速度に関係しているという地震学で示された経験則を支持するとともに、地震における Weibull 分布がプレートの運動と関連づいていることを示唆している。

第8章 まとめと展望

本章では、本研究で明らかになった成果をまとめ、先行研究との比較や特筆すべき点、今後の展望について述べる。

8.1 本研究のまとめ

本研究では、2次元の Burridge-Knopoff (BK) モデルをから作られた理論データ (Synthetic)、および日本 (JMA)、南カリフォルニア (SCEDC)、台湾 (CWB) の地震データを用いて、BK モデルが持つ固有の性質や、地震モデルとして有用なパラメータ領域の推定、および地震現象に潜む統計的性質を明らかにした。

非加法的統計力学の視点からとらえた地震発生モデルの統計的性質

これまでの2次元のBKモデルの研究は、第2章で述べたような破壊の伝搬などのダイナミクスの観点とマグニチュードの分布や破壊面積の分布といった GR law に関連する統計量の解析が中心であった。近年の地震のデータベースの整備に伴って得られた地震の発生間隔の統計的性質については、その検証が行われていない。本論文の第3章および第4章では、このモデルが Tsallis が提案した非加法的統計力学の下で導かれる地震の統計的性質の再現が可能であることを明らかにした。具体的には、発生間隔のサバイバル分布 $D(\tau')$ がベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law or q -exponential distribution ($q > 1$)) に、震源間距離のサバイバル分布 $D(r')$ が q -exponential distribution ($q < 1$) にしたがうというものである。特に、BK モデルの発生間隔の分布関数としてはじめてベキ則を示した点は、このモデル固有の新しい性質を明らかにしている。そして、時空間の q -value に関する経験則 $q_t + q_r \sim 2$ についても $q_t + q_r \sim 1.7$ となり準定量的に再現することができた。

しかし、発生間隔がベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) にしたがうパラメータ領域はきわめて限られている。そのときのパラメータ領域は、GR law の $b = 1$ や応力降下量に関す

る経験則、地震波の伝搬速度の比などを再現するため、地震のモデルとして有益なパラメータ領域であるといえる。この限られたパラメータ領域でも、マグニチュードのしきい値をあげていくと、ベキ則 (Zipf-Mandelbrot power law) は見えなくなってしまう。

このように、発生間隔分布および震源間距離の分布が、非加法的統計力学から導かれる分布関数にしたがうということは、このモデルの中に長距離相互作用、長時間相関、長距離相関の存在を暗示するものであり、その解析を行うことが求められる。すでに、長時間相関、長距離相関については Mori and Kawamura が注目し研究が行われている。先行研究 [93, 95, 98] と本研究との違いは発生間隔の定義が異なることである。彼らは、プレートにブロックが引きずられている時間間隔で発生間隔を定義しているのに対して、本研究では、これにブロックがすべっている時間も加えている。また文献 [99] において、本研究の定義をプレートの速度に相当するパラメータ ν が $\nu = 10^{-2}$ となっていて、実際の値 $\nu = 10^{-9}$ に比べてはるかに大きく、非現実的な設定であると述べている。しかし、Mori and Kawamura の定義にしたがえば、地震の発生間隔にはベキ則はいつさい現れず、発生間隔分布の側面からは BK モデルが地震のモデルとしての有効範囲が存在しないことを意味している。本研究は、地震モデルとしての有効性を議論すること、新しい経験則を提案するという研究動機から、 ν の問題点を認識した上で研究を推進してきた。

地震の発生間隔と Weibull - log Weibull 転移

地震の発生間隔の研究は、各断層にて準周期的に発生する大きな地震 (recurrence time) の分布関数の決定とその誤差の評価が中心だったが、近年の interoccurrence time の研究を受け、unified scaling law の提案をはじめ新しい統計則が明らかになりつつある。本研究は、これまで注目されてこなかったマグニチュードのしきい値に対する分布関数 $P(\tau)$ の変化を議論するため、地震のモデルのデータ、日本、南カリフォルニア、台湾の地震データを解析した。本論文の第5章および第6章では、理論データおよび日本の地震データの $P(\tau)$ は Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせでよく表すことができることを示した。このことは、これまで議論の中心であった指数分布や gamma 分布といった単一の統計分布での評価とは異なり、Weibull 統計と log-Weibull 統計が混在しているという新しい地震の発生間隔の見方を与えている。そして、支配的な分布関数はマグニチュードのしきい値をあげていくにつれて log-Weibull 分布から Weibull 分布へと変化し $m_c \geq m_c^{**}$ で完全に Weibull 分布に移行する。つまり、地震の発生間隔の分布関数は Weibull - log Weibull 転移を起こすという新しい

地震の統計的性質を明確に示した。

特に、第5章ではBKモデルがWeibull - log Weibull 転移を示すというモデル固有の性質を示しただけでなく、log-Weibull 領域から Weibull 領域へと遷移する sharp な転移と、重ね合わせの領域から Weibull 領域へと遷移する smooth な転移の2つがあり、系の剛性のパラメータに依存することも指摘した。つづく第6章では、Weibull 領域における Weibull 指数は、必ず1よりも小さくなるため分布関数のテイルの部分では、stretched exponential 分布的に減衰することになる。このことはこれまで Corral が提唱してきたマグニチュードに依存せず、分布関数が一般化された gamma 分布にしたがうという結果 [50, 54] と異なり、また地震の発生がポアソン過程ではないことを示している。最後の第7章では、Weibull 領域に遷移するときのマグニチュード m_c^{**} と領域で発生したマグニチュードの最大値 m_{max} の関係に関する経験式を与え、 m_c^{**} の地域性はプレートの速度と関係があることを明らかにした。この結果は、先行研究で知られているマグニチュードの最大値 m_{max} とプレートの速度との間に成立する経験則を裏付けるだけでなく、Weibull 分布がプレートの運動と関係していることを示唆している。

8.2 今後の展望

第1章で述べたように、地震の発生メカニズムはきわめて複雑で現時点において多くの未解決な問題が残っている。しかし、発生機構の詳細がわからなくても、複雑系科学の視点から言い換えれば統計的性質というマクロな側面から地震現象をとらえると、多くの経験則が成立していることがわかる。

2次元のBKモデルは、確かに高温高压下の摩擦の性質その物理的背景、断層の不均一性など多くの断層面に現れている物理現象を無視しており、断層の相對運動および地震のモデルとして十分であるとはいえない。しかし、地震の統計的性質を議論する(複雑系科学の視点から地震をとらえる)際には、このモデルは旧来の経験則の再現に加えて、Weibull - log Weibull 転移に代表されるような新しい経験則の提唱を可能とするモデルであり、また地震の統計法則の解明への道筋を与える可能性を秘めている。これにより、このモデルが地殻の長距離相互作用をもっともシンプルな形で取り込んでいるモデルであると考えられる。さらに、力学モデルとしての観点から、Weibull - log Weibull 転移のような未だに理論的な裏付けが乏しい事象の解明や、stick-slip 運動を伴う他の現象に地震と同じような統計的性質が潜んでいる可能性を示唆している。

本研究では分布関数の候補として log-Weibull 分布という分布関数を導入しその有効性を議論してきたが、この分布関数よりも最適な分布関数の存在を否定するものではなく、旧来から検討された分布関数よりもふさわしいことを主張している。しかしながら、この log-Weibull 分布は、ある地域に限定して現れるのではなく、地殻構造の異なる領域、さらには解析したすべての地域でその存在が確認されていることから、この確率分布の必要性および重要性が高いことは明らかである。また、地震のデータの解析や将来予測についても、データ精度や地震数の向上、さらには経済学や物理学で広く行われている時系列解析の手法を融合させることで、更なる進展が望まれる分野であると期待される。個々の検討課題については次のような項目があげられる。

地震の確率的予測への影響

これまでの地震学では、分布関数として第1章であげたようなものを仮定して、条件付き確率を用いて今後数十年単位の地震活動の確率的予測を行ってきた。今回の Weibull 分布と log-Weibull 分布の重ね合わせという結果が、この確率的予測にどのような影響を与えるのかを検討する必要がある。

地震の間欠性の定量化

地震が間欠現象であるということは、広く認識されている。しかし、間欠性を定量化することは非常に難しく、これまでに力学モデルでは研究が行われているものの [121]、実データの解析を使つての研究は行われていない。近年の写像力学系、および非定常カオスの理論の向上により、発生間隔の分布関数から写像を構成できるようになった。本研究で得られた Weibull 分布および log-Weibull 分布、それらの重ね合わせのそれぞれ3種類に対応する写像系を構成することで、地震現象の間欠性を定量化および、カオスの特性量であるリヤプノフ指数や相関関数などを計算し、地震をカオスの側面からとらえ、新しい見方を提案することが今後の課題である。

Weibull - log Weibull 転移の理論的枠組みの構築

現時点において、地震現象になぜ Weibull - log Weibull 転移が現れるのか、ひいては Weibull - log Weibull 転移を生み出す発生機構は何なのか、その明確な答えは見いだせていない。し

かし、すでにカオス力学系 [122] で知られているこの転移現象が、力学モデルだけではなく地震現象にも現れるという事実をもとに、理論体系の構築に挑戦することが課題である。

付 録 A 日本 の 14 地 域 の デー タ 解 析 結 果

領 域 1: 25° – 30° N, 125° – 130° E, 12024 events

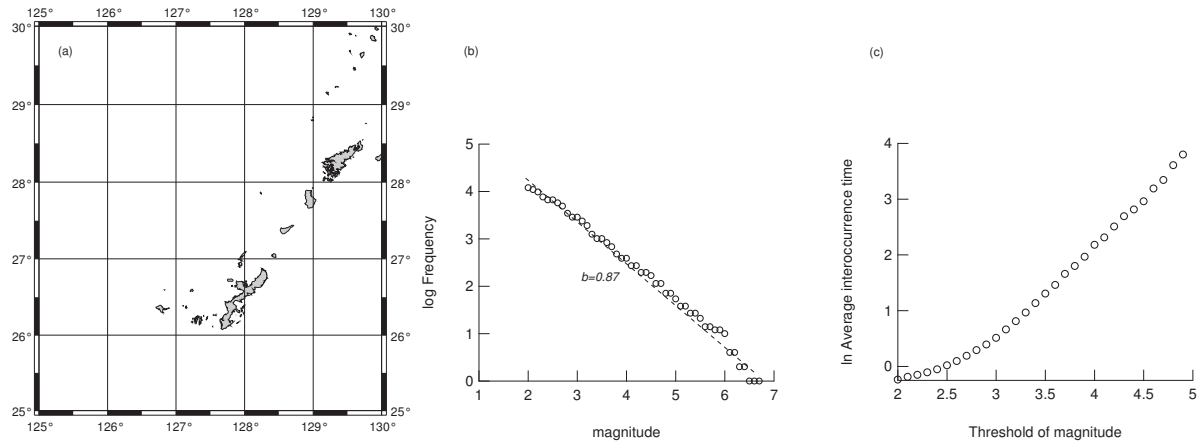


図 A.1: 領域 1 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.87$ 。

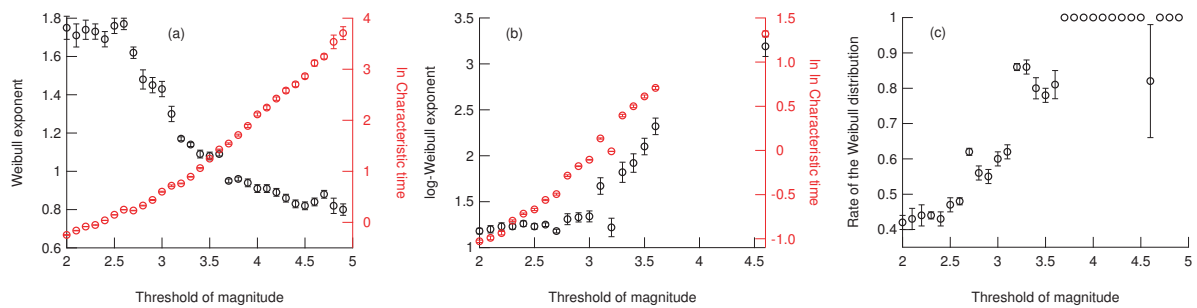


図 A.2: 領域 1 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 A.1: 領域 1 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	[$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14
	$P_{pow} (i = 3)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14
	$P_{gam} (i = 4)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14
	$P_{ln} (i = 5)$	0.82 ± 0.01	17.5 ± 0.28	—	—	1	14
4.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11
	$P_{pow} (i = 3)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11
	$P_{gam} (i = 4)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11
	$P_{ln} (i = 5)$	0.91 ± 0.01	8.28 ± 0.12	—	—	1	11
3.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.13	1.87 ± 0.25	4.73 ± 0.70	0.78 ± 0.03	5.1
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.14	1.81 ± 0.07	0.64 ± 0.07	0.95 ± 0.02	7.3
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.14	—	—	1	12
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.09 ± 0.03	3.74 ± 0.14	0.86 ± 0.01	0.93 ± 0.01	0.66 ± 0.06	5.7
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.43 ± 0.04	1.81 ± 0.04	1.34 ± 0.06	2.46 ± 0.08	0.60 ± 0.02	3.8
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.38 ± 0.04	1.64 ± 0.02	2.20 ± 0.08	0.55 ± 0.02	0.79 ± 0.02	8.8
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.38 ± 0.04	1.64 ± 0.02	—	—	1	17
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.38 ± 0.04	1.64 ± 0.02	0.19 ± 0.006	1.46 ± 0.01	0.08 ± 0.08	6.4
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.76 ± 0.04	1.16 ± 0.02	1.23 ± 0.03	1.67 ± 0.02	0.47 ± 0.01	3.0
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.90 ± 0.09	1.02 ± 0.01	2.83 ± 0.08	0.51 ± 0.01	0.59 ± 0.04	9.8
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.90 ± 0.05	1.02 ± 0.008	1.09 ± 0.03	0.94 ± 0.04	0.99 ± 0.09	23
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.19 ± 0.008	0.53 ± 0.01	0	12
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.75 ± 0.06	0.78 ± 0.02	1.18 ± 0.03	1.43 ± 0.02	0.42 ± 0.02	2.3
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.56 ± 0.18	0.77 ± 0.01	3.60 ± 0.09	0.48 ± 0.004	0.39 ± 0.04	7.3
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.56 ± 0.18	0.77 ± 0.01	1.09 ± 0.06	0.68 ± 0.05	0.96 ± 0.08	25
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.41 ± 0.01	0.39 ± 0.03	0	15

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 2: 25°–30°N, 130°–135°E, 7104 events

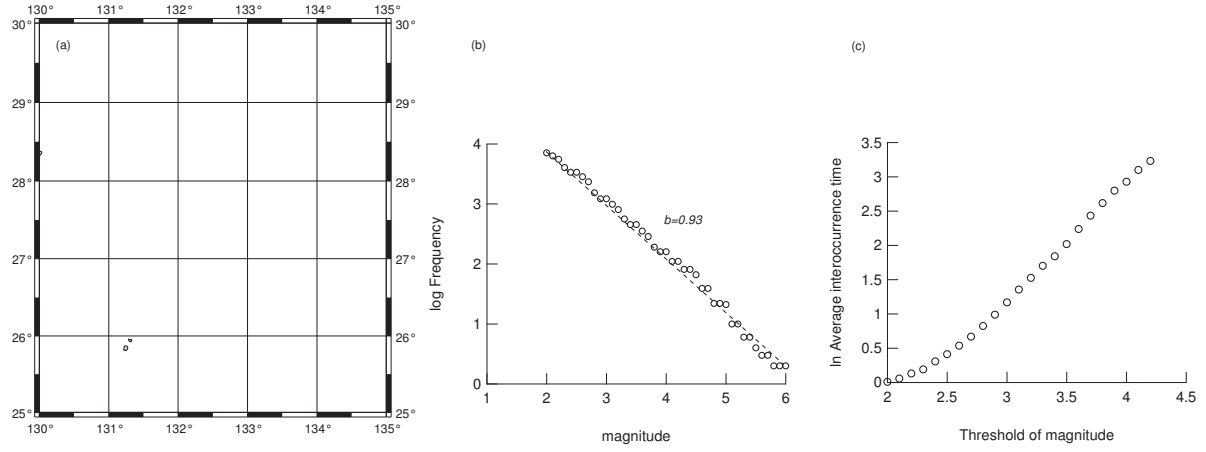


図 A.3: 領域 2 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.93$ 。

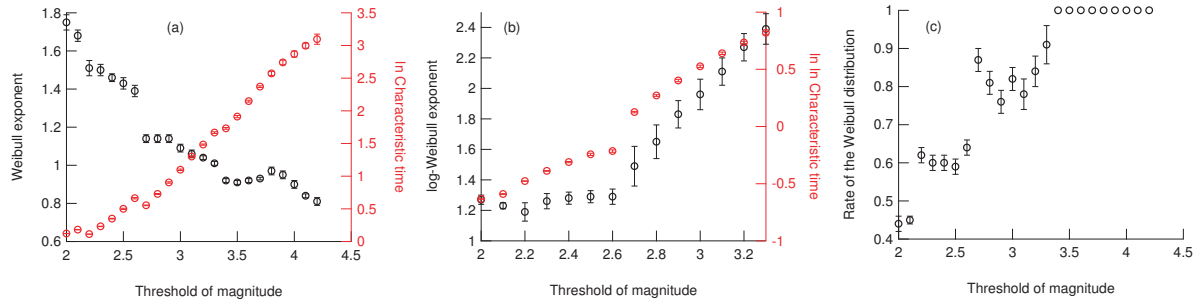


図 A.4: 領域 2 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 A.2: 領域 2 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	[$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
4.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.90 ± 0.01	17.6 ± 0.14	—	—	1	15
	$P_{pow} (i = 3)$	0.90 ± 0.01	17.6 ± 0.14	—	—	1	15
	$P_{gam} (i = 4)$	0.90 ± 0.01	17.6 ± 0.14	—	—	1	15
	$P_{ln} (i = 5)$	0.90 ± 0.01	17.6 ± 0.14	—	—	1	15
3.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.91 ± 0.005	6.76 ± 0.03	—	—	1	7.0
	$P_{pow} (i = 3)$	0.91 ± 0.005	6.76 ± 0.03	—	—	1	7.0
	$P_{gam} (i = 4)$	0.91 ± 0.005	6.76 ± 0.03	—	—	1	7.0
	$P_{ln} (i = 5)$	0.91 ± 0.005	6.76 ± 0.03	—	—	1	7.0
3.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.09 ± 0.008	3.00 ± 0.01	1.96 ± 0.05	5.43 ± 0.09	0.82 ± 0.02	4.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.09 ± 0.008	3.00 ± 0.01	1.85 ± 0.04	0.60 ± 0.03	0.94 ± 0.008	5.6
	$P_{gam} (i = 4)$	1.09 ± 0.008	3.00 ± 0.01	—	—	1	7.3
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.09 ± 0.008	3.00 ± 0.01	0.72 ± 0.009	1.84 ± 0.02	0.67 ± 0.02	3.9
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.43 ± 0.01	1.65 ± 0.01	1.31 ± 0.02	2.19 ± 0.03	0.59 ± 0.008	2.8
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.42 ± 0.02	1.47 ± 0.01	2.31 ± 0.04	0.53 ± 0.01	0.77 ± 0.01	7.8
	$P_{gam} (i = 4)$	1.42 ± 0.02	1.47 ± 0.01	—	—	1	15
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	0.10 ± 0.003	1.41 ± 0.008	0	6.0
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.75 ± 0.02	1.13 ± 0.01	1.27 ± 0.02	1.70 ± 0.02	0.44 ± 0.008	2.7
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.97 ± 0.06	1.01 ± 0.009	2.86 ± 0.05	0.51 ± 0.006	0.57 ± 0.02	10
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.97 ± 0.06	1.01 ± 0.009	1.12 ± 0.03	0.93 ± 0.03	0.99 ± 0.05	26
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.20 ± 0.04	1.02 ± 0.01	0	8.4

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域3: 25°–30°N, 140°–145°E, 3127 events

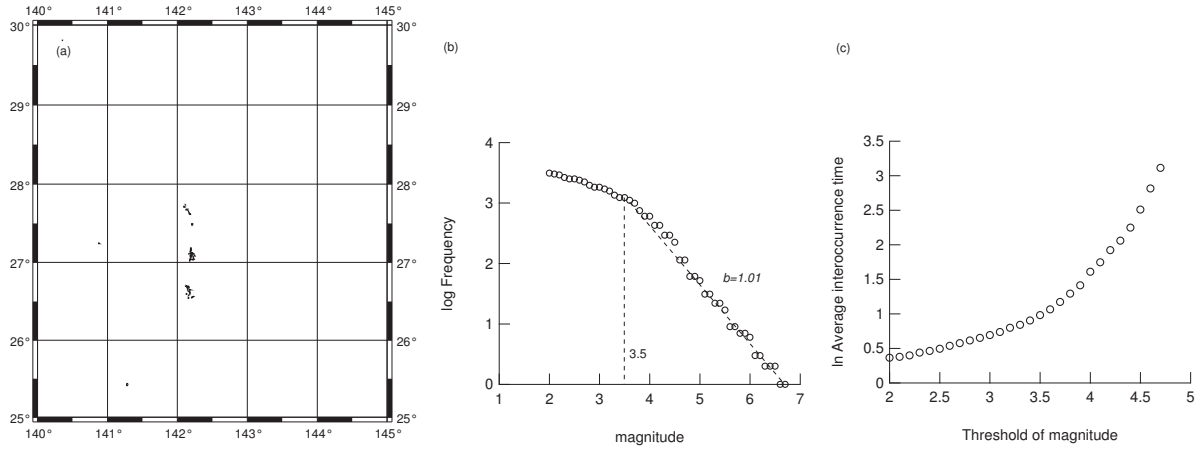


図 A.5: 領域3の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 1.01$ であるが、その下端値 m_c^0 は $m_c^0 = 3.5$ である。

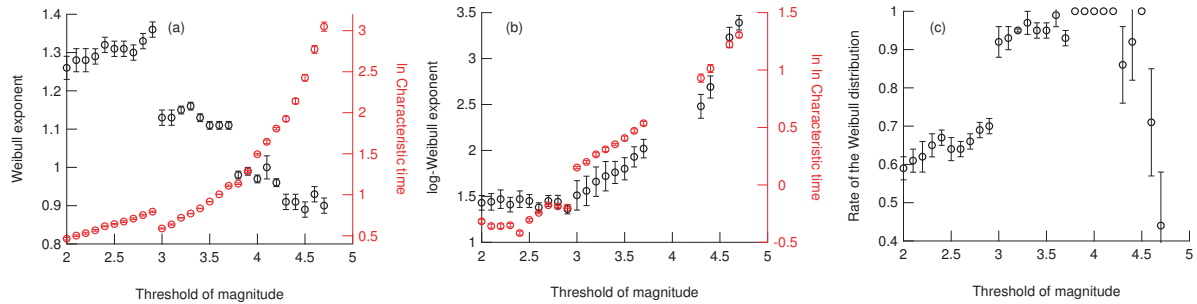


図 A.6: 領域3での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 A.3: 領域 3 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
5.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.74 ± 0.009	39.5 ± 0.42	3.28 ± 0.05	73.4 ± 0.94	0.71 ± 0.09	17
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.74 ± 0.009	39.5 ± 0.42	1.57 ± 0.02	4.21 ± 0.29	0.96 ± 0.02	18
	$P_{gam} (i = 4)$	0.74 ± 0.009	39.5 ± 0.42	—	—	1	18
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.74 ± 0.009	39.5 ± 0.42	3.14 ± 0.02	2.68 ± 0.04	0.72 ± 0.04	17
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.89 ± 0.009	11.3 ± 0.09	—	—	1	12
	$P_{pow} (i = 3)$	0.89 ± 0.009	11.3 ± 0.09	—	—	1	12
	$P_{gam} (i = 4)$	0.89 ± 0.009	11.3 ± 0.09	—	—	1	12
	$P_{ln} (i = 5)$	0.89 ± 0.009	11.3 ± 0.09	—	—	1	12
4.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.97 ± 0.006	4.45 ± 0.02	—	—	1	5.7
	$P_{pow} (i = 3)$	0.97 ± 0.006	4.45 ± 0.02	—	—	1	5.7
	$P_{gam} (i = 4)$	0.97 ± 0.006	4.45 ± 0.02	—	—	1	5.7
	$P_{ln} (i = 5)$	0.97 ± 0.006	4.45 ± 0.02	—	—	1	5.7
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.11 ± 0.005	2.49 ± 0.007	1.80 ± 0.07	4.49 ± 0.10	0.94 ± 0.01	4.0
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.11 ± 0.005	2.49 ± 0.007	1.90 ± 0.04	0.55 ± 0.03	0.97 ± 0.006	3.8
	$P_{gam} (i = 4)$	1.11 ± 0.005	2.49 ± 0.007	—	—	1	4.5
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.11 ± 0.005	2.49 ± 0.007	0.54 ± 0.01	1.81 ± 0.03	0.91 ± 0.03	4.1
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.13 ± 0.009	1.80 ± 0.009	1.51 ± 0.08	3.21 ± 0.10	0.92 ± 0.02	5.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.13 ± 0.009	1.80 ± 0.009	2.03 ± 0.06	0.49 ± 0.03	0.95 ± 0.01	5.4
	$P_{gam} (i = 4)$	1.13 ± 0.009	1.80 ± 0.009	—	—	1	15
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.13 ± 0.009	1.80 ± 0.009	0.22 ± 0.01	1.75 ± 0.03	0.84 ± 0.05	5.7
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.31 ± 0.008	1.90 ± 0.01	1.45 ± 0.04	2.09 ± 0.04	0.65 ± 0.01	2.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.30 ± 0.02	1.60 ± 0.01	2.21 ± 0.04	0.54 ± 0.01	0.78 ± 0.02	9.8
	$P_{gam} (i = 4)$	1.30 ± 0.02	1.60 ± 0.01	—	—	1	17
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.30 ± 0.02	1.60 ± 0.01	0.16 ± 0.004	1.53 ± 0.01	0.09 ± 0.05	8.5
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.26 ± 0.01	1.59 ± 0.02	1.43 ± 0.04	2.07 ± 0.05	0.59 ± 0.02	3.3
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.36 ± 0.03	1.38 ± 0.01	2.31 ± 0.04	0.51 ± 0.01	0.70 ± 0.02	10
	$P_{gam} (i = 4)$	1.36 ± 0.03	1.38 ± 0.01	—	—	1	21
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	0.03 ± 0.005	1.45 ± 0.01	0	8.6

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 4: 30° – 35° N, 125° – 130° E, 1739 events

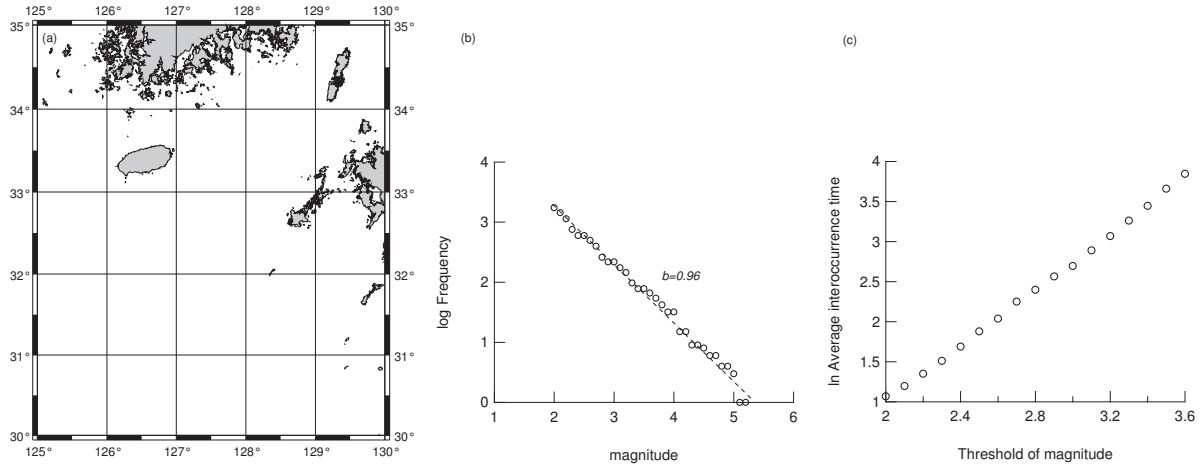


図 A.7: 領域 4 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.96$ 。

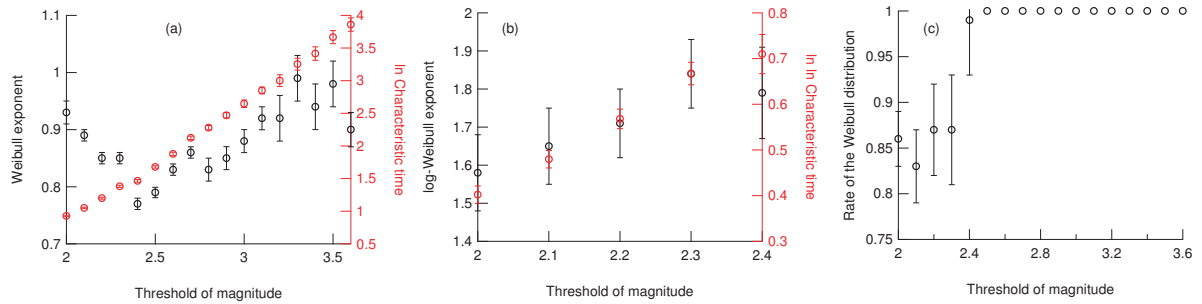


図 A.8: 領域 4 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 A.4: 領域 4 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
3.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.98 ± 0.02	39.1 ± 0.54	—	—	1	28
	$P_{pow} (i = 3)$	0.98 ± 0.02	39.1 ± 0.54	—	—	1	28
	$P_{gam} (i = 4)$	0.98 ± 0.02	39.1 ± 0.54	—	—	1	28
	$P_{ln} (i = 5)$	0.98 ± 0.02	39.1 ± 0.54	—	—	1	28
3.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.88 ± 0.01	14.1 ± 0.15	—	—	1	18
	$P_{pow} (i = 3)$	0.88 ± 0.01	14.1 ± 0.15	—	—	1	18
	$P_{gam} (i = 4)$	0.88 ± 0.01	14.1 ± 0.15	—	—	1	18
	$P_{ln} (i = 5)$	0.88 ± 0.01	14.1 ± 0.15	—	—	1	18
2.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.79 ± 0.005	5.35 ± 0.03	—	—	1	6.9
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.79 ± 0.005	5.35 ± 0.03	1.65 ± 0.03	0.62 ± 0.05	0.99 ± 0.009	6.8
	$P_{gam} (i = 4)$	0.79 ± 0.005	5.35 ± 0.03	—	—	1	6.9
	$P_{ln} (i = 5)$	0.79 ± 0.005	5.35 ± 0.03	—	—	1	6.9
2.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.93 ± 0.008	2.53 ± 0.02	1.58 ± 0.05	4.46 ± 0.11	0.86 ± 0.02	6.5
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.93 ± 0.008	2.53 ± 0.02	1.86 ± 0.04	0.53 ± 0.03	0.92 ± 0.01	6.9
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.93 ± 0.008	2.53 ± 0.02	0.99 ± 0.003	2.55 ± 0.01	0.97 ± 0.15	8.5
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.93 ± 0.008	2.53 ± 0.02	0.50 ± 0.01	2.10 ± 0.03	0.72 ± 0.05	7.0

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域5: 30° – 35° N, 130° – 135° E, 10857 events

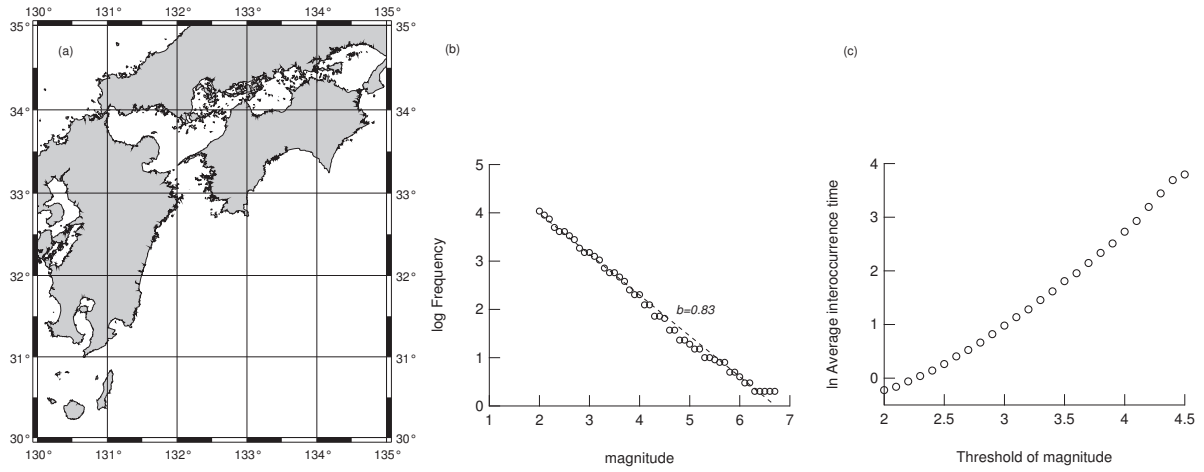


図 A.9: 領域5の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.83$ 。

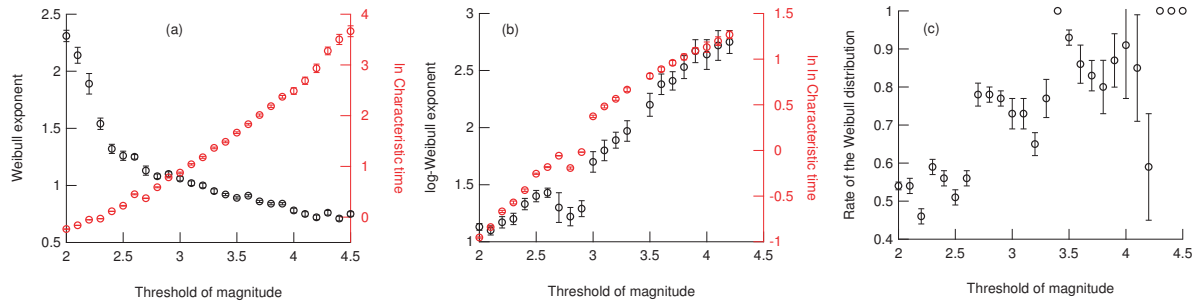


図 A.10: 領域5での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 A.5: 領域 5 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.75 ± 0.01	39.0 ± 0.58	—	—	1	26
	$P_{pow} (i = 3)$	0.75 ± 0.01	39.0 ± 0.58	—	—	1	26
	$P_{gam} (i = 4)$	0.75 ± 0.01	39.0 ± 0.58	—	—	1	26
	$P_{ln} (i = 5)$	0.75 ± 0.01	39.0 ± 0.58	—	—	1	26
4.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.78 ± 0.01	11.2 ± 0.16	2.64 ± 0.07	22.2 ± 0.52	0.91 ± 0.07	13
	$P_{pow} (i = 3)$	0.78 ± 0.01	11.2 ± 0.16	—	—	1	13
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.78 ± 0.01	11.2 ± 0.16	0.96 ± 0.004	12.3 ± 0.20	0.70 ± 0.06	11
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.78 ± 0.01	11.2 ± 0.16	1.99 ± 0.02	2.48 ± 0.05	0.84 ± 0.09	12
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.89 ± 0.005	5.27 ± 0.02	2.20 ± 0.05	9.56 ± 0.16	0.93 ± 0.02	6.0
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.89 ± 0.005	5.27 ± 0.02	1.69 ± 0.03	0.65 ± 0.05	0.98 ± 0.008	6.1
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.89 ± 0.005	5.27 ± 0.02	0.99 ± 0.002	5.37 ± 0.04	0.98 ± 0.06	6.3
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.89 ± 0.005	5.27 ± 0.02	1.21 ± 0.01	2.19 ± 0.03	0.90 ± 0.03	6.0
3.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.06 ± 0.01	2.40 ± 0.02	1.69 ± 0.05	4.27 ± 0.08	0.73 ± 0.02	5.8
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.06 ± 0.01	2.40 ± 0.02	1.93 ± 0.04	0.55 ± 0.03	0.88 ± 0.01	7.8
	$P_{gam} (i = 4)$	1.06 ± 0.01	2.40 ± 0.02	—	—	1	11
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.06 ± 0.01	2.40 ± 0.02	0.49 ± 0.007	1.86 ± 0.02	0.46 ± 0.04	6.3
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.26 ± 0.02	1.26 ± 0.02	1.41 ± 0.03	2.17 ± 0.03	0.51 ± 0.01	3.0
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.49 ± 0.03	1.23 ± 0.01	2.45 ± 0.04	0.50 ± 0.009	0.68 ± 0.01	8.5
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.30 ± 0.02	1.60 ± 0.01	1.03 ± 0.009	1.18 ± 0.03	0.99 ± 0.06	18
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.06 ± 0.003	1.33 ± 0.009	0	6.2
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	2.31 ± 0.03	0.79 ± 0.003	1.13 ± 0.01	1.47 ± 0.007	0.55 ± 0.006	1.7
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.65 ± 0.08	0.79 ± 0.05	3.54 ± 0.07	0.48 ± 0.004	0.56 ± 0.02	6.1
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.65 ± 0.08	0.79 ± 0.05	1.12 ± 0.04	0.69 ± 0.03	0.97 ± 0.04	20
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.39 ± 0.003	0.76 ± 0.01	0	9.9

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域6: 30° – 35° N, 135° – 140° E, 1336 events

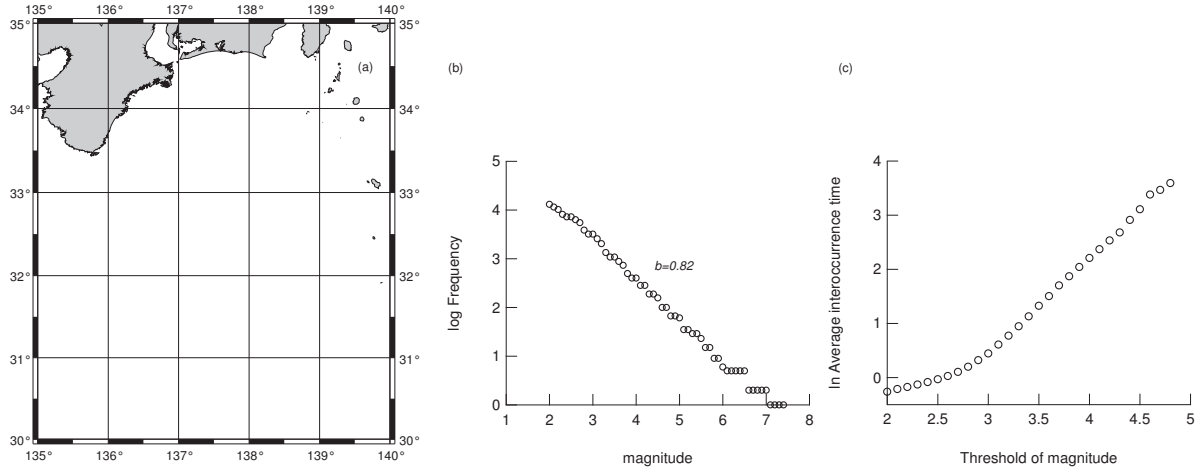


図 A.11: 領域6の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.82$ 。

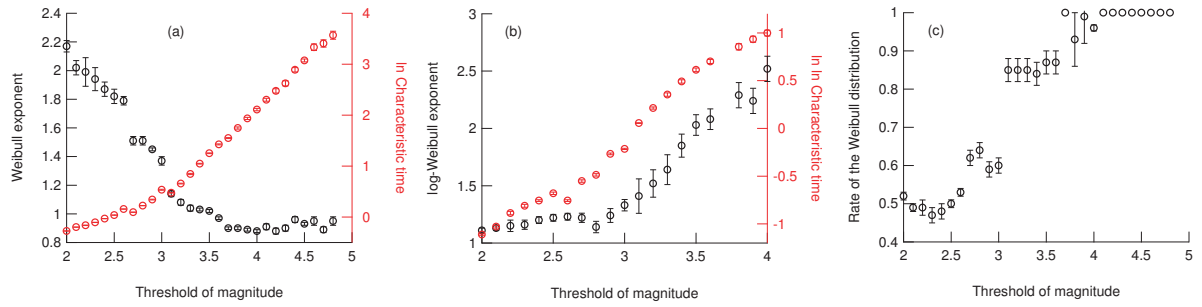


図 A.12: 領域6での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 A.6: 領域 6 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.93 ± 0.006	21.6 ± 0.10	—	—	1	9.3
	$P_{pow} (i = 3)$	0.93 ± 0.006	21.6 ± 0.10	—	—	1	9.3
	$P_{gam} (i = 4)$	0.93 ± 0.006	21.6 ± 0.10	—	—	1	9.3
	$P_{ln} (i = 5)$	0.93 ± 0.006	21.6 ± 0.10	—	—	1	9.3
4.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.87 ± 0.06	8.23 ± 0.05	2.52 ± 0.05	15.1 ± 0.24	0.96 ± 0.04	9.6
	$P_{pow} (i = 3)$	0.87 ± 0.06	8.23 ± 0.05	—	—	1	9.7
	$P_{gam} (i = 4)$	0.87 ± 0.06	8.23 ± 0.05	—	—	1	9.7
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.87 ± 0.06	8.23 ± 0.05	0.97 ± 0.004	8.34 ± 0.07	0.96 ± 0.05	9.6
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.02 ± 0.005	3.50 ± 0.01	2.03 ± 0.05	6.34 ± 0.09	0.87 ± 0.01	4.3
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.02 ± 0.005	3.50 ± 0.01	1.80 ± 0.03	0.63 ± 0.03	0.96 ± 0.006	5.0
	$P_{gam} (i = 4)$	1.02 ± 0.005	3.50 ± 0.01	—	—	1	5.9
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.02 ± 0.005	3.50 ± 0.01	0.85 ± 0.01	1.95 ± 0.02	0.79 ± 0.02	4.3
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.37 ± 0.02	1.71 ± 0.02	1.33 ± 0.03	2.24 ± 0.04	0.60 ± 0.008	3.2
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.37 ± 0.03	1.52 ± 0.01	2.23 ± 0.04	0.53 ± 0.01	0.75 ± 0.02	9.5
	$P_{gam} (i = 4)$	1.37 ± 0.03	1.52 ± 0.01	—	—	1	19
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	0.12 ± 0.004	1.46 ± 0.01	0	7.6
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.82 ± 0.02	1.04 ± 0.008	1.22 ± 0.02	1.66 ± 0.01	0.50 ± 0.008	2.9
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.01 ± 0.05	0.97 ± 0.007	2.93 ± 0.05	0.50 ± 0.005	0.60 ± 0.01	2.7
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.01 ± 0.05	0.97 ± 0.007	1.10 ± 0.02	0.89 ± 0.03	0.99 ± 0.04	22
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.23 ± 0.004	1.00 ± 0.01	0	10
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	2.17 ± 0.02	0.76 ± 0.004	1.11 ± 0.01	1.39 ± 0.006	0.52 ± 0.006	1.6
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.69 ± 0.10	0.76 ± 0.006	3.72 ± 0.07	0.48 ± 0.004	0.49 ± 0.02	6.9
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.69 ± 0.10	0.76 ± 0.006	1.14 ± 0.04	0.66 ± 0.03	0.97 ± 0.04	22
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.43 ± 0.004	0.74 ± 0.01	0	12

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域7: 30°–35°N, 140°–145°E, 6290 events

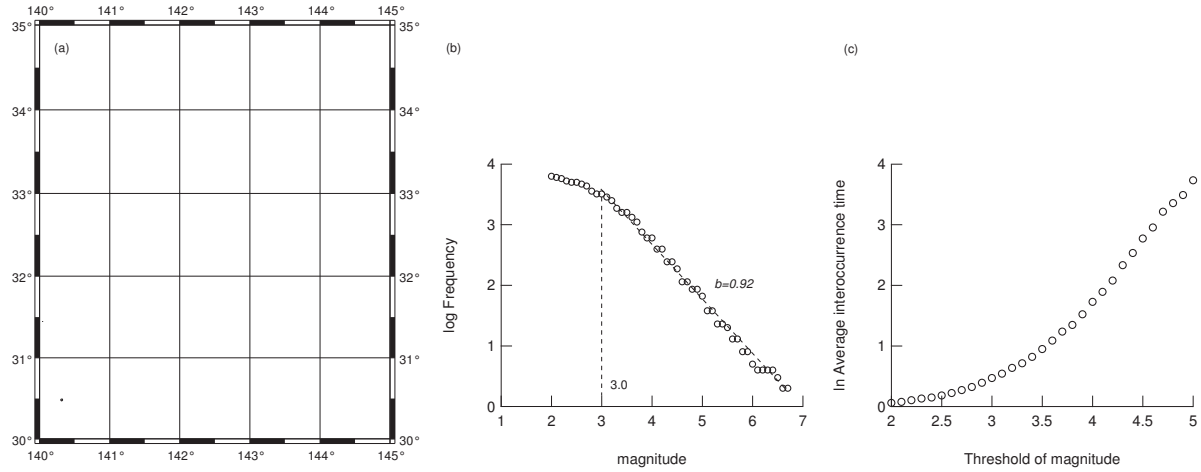


図 A.13: 領域7の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.92$ であるが、その下端値 m_c^0 は $m_c^0 = 3.0$ である。

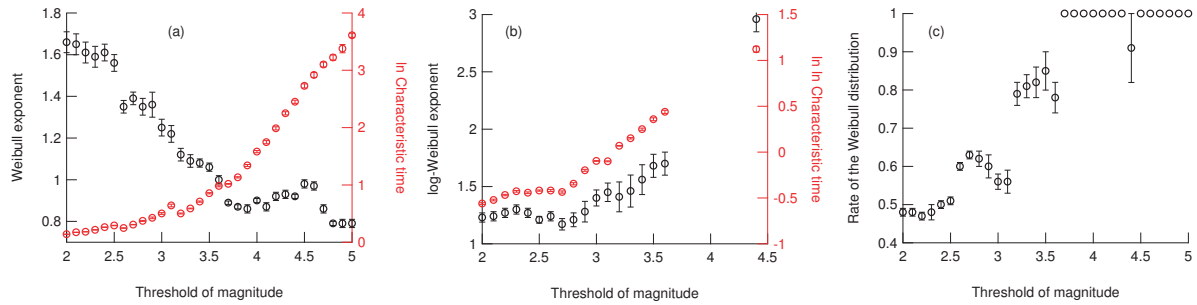


図 A.14: 領域7での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 A.7: 領域 7 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
5.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.79 ± 0.008	37.0 ± 0.34	—	—	1	16
	$P_{pow} (i = 3)$	0.79 ± 0.008	37.0 ± 0.34	—	—	1	16
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.79 ± 0.008	37.0 ± 0.34	0.93 ± 0.005	37.2 ± 0.48	0.94 ± 0.09	15
	$P_{ln} (i = 5)$	0.79 ± 0.008	37.0 ± 0.34	—	—	1	16
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.98 ± 0.01	15.3 ± 0.10	—	—	1	12
	$P_{pow} (i = 3)$	0.98 ± 0.01	15.3 ± 0.10	1.50 ± 0.03	0.96 ± 0.13	0.99 ± 0.01	12
	$P_{gam} (i = 4)$	0.98 ± 0.01	15.3 ± 0.10	—	—	1	12
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	0.99 ± 0.003	15.3 ± 0.10	0	11
4.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.90 ± 0.007	4.86 ± 0.03	2.16 ± 0.07	8.33 ± 0.22	0.97 ± 0.03	6.3
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.90 ± 0.007	4.86 ± 0.03	1.69 ± 0.04	0.55 ± 0.05	0.97 ± 0.01	5.9
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.90 ± 0.007	4.86 ± 0.03	0.99 ± 0.002	4.95 ± 0.04	0.95 ± 0.10	5.9
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.90 ± 0.007	4.86 ± 0.03	1.13 ± 0.02	2.18 ± 0.05	0.94 ± 0.05	6.3
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.06 ± 0.01	2.35 ± 0.01	1.68 ± 0.06	4.18 ± 0.09	0.85 ± 0.02	6.9
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.06 ± 0.01	2.35 ± 0.01	1.93 ± 0.04	0.54 ± 0.03	0.92 ± 0.01	7.1
	$P_{gam} (i = 4)$	1.06 ± 0.01	2.35 ± 0.01	—	—	1	8.9
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.06 ± 0.01	2.35 ± 0.01	0.47 ± 0.01	1.87 ± 0.03	0.72 ± 0.05	7.4
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.25 ± 0.02	1.65 ± 0.03	1.40 ± 0.04	2.48 ± 0.05	0.56 ± 0.01	4.2
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.32 ± 0.02	1.53 ± 0.01	2.23 ± 0.04	0.53 ± 0.01	0.74 ± 0.02	9.4
	$P_{gam} (i = 4)$	1.32 ± 0.02	1.53 ± 0.01	—	—	1	19
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	0.12 ± 0.003	1.51 ± 0.008	0	6.3
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.57 ± 0.02	1.35 ± 0.01	1.26 ± 0.02	1.93 ± 0.02	0.51 ± 0.007	3.1
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.61 ± 0.03	1.20 ± 0.009	2.53 ± 0.04	0.52 ± 0.007	0.65 ± 0.02	9.5
	$P_{gam} (i = 4)$	1.61 ± 0.03	1.20 ± 0.009	—	—	1	22
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.07 ± 0.004	1.23 ± 0.01	0	9.7
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.66 ± 0.03	1.15 ± 0.01	1.23 ± 0.02	1.77 ± 0.02	0.47 ± 0.008	3.5
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.80 ± 0.03	1.05 ± 0.01	2.73 ± 0.04	0.51 ± 0.06	0.59 ± 0.02	9.5
	$P_{gam} (i = 4)$	1.80 ± 0.03	1.05 ± 0.01	—	—	1	25
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.17 ± 0.004	1.11 ± 0.01	0	11

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 8: 35° – 40° N, 130° – 135° E, 1810 events

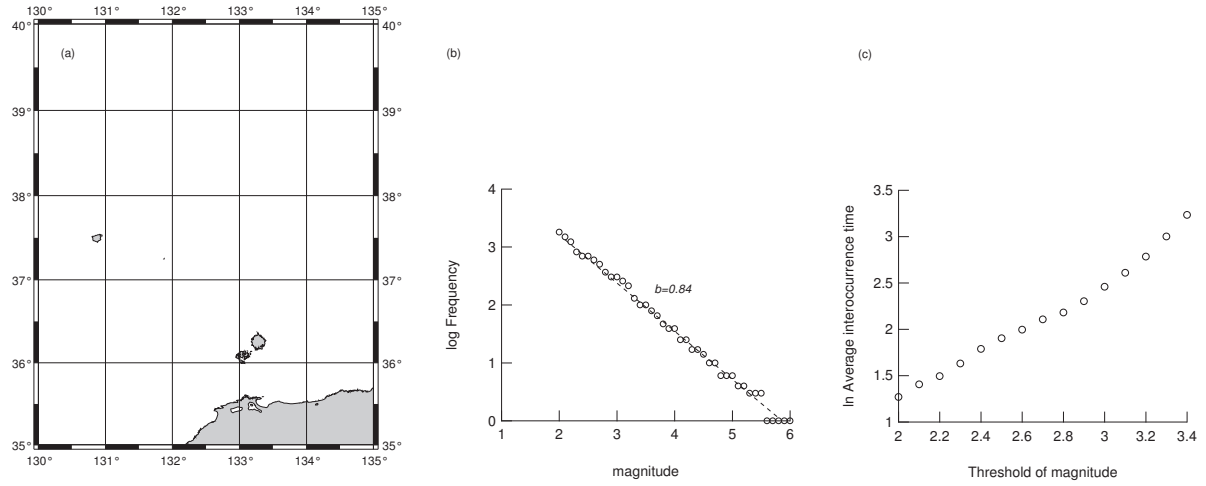


図 A.15: 領域 8 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.84$ 。

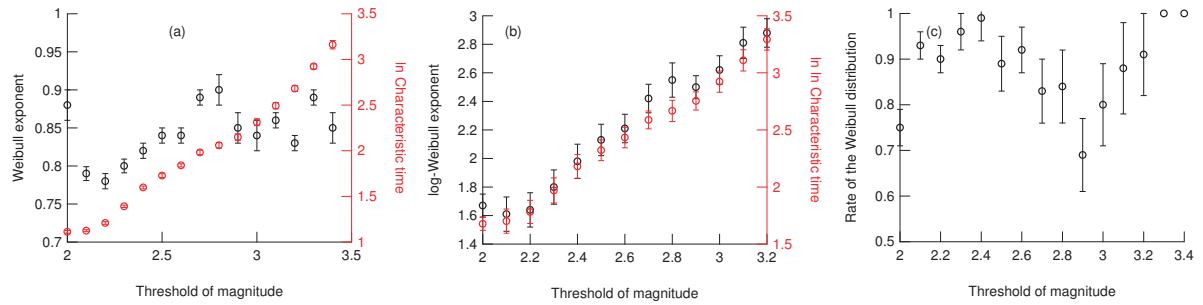


図 A.16: 領域 8 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 A.8: 領域 8 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
3.4	$P_{lw} (i = 2)$	0.84 ± 0.02	23.6 ± 0.35	—	—	1	15
	$P_{pow} (i = 3)$	0.84 ± 0.02	23.6 ± 0.35	—	—	1	15
	$P_{gam} (i = 4)$	0.84 ± 0.02	23.6 ± 0.35	—	—	1	15
	$P_{ln} (i = 5)$	0.84 ± 0.02	23.6 ± 0.35	—	—	1	15
3.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.84 ± 0.02	10.1 ± 0.02	2.62 ± 0.10	18.6 ± 0.59	0.80 ± 0.09	9.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.84 ± 0.02	10.1 ± 0.02	1.55 ± 0.06	0.76 ± 0.16	0.98 ± 0.02	10
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.84 ± 0.02	10.1 ± 0.02	0.97 ± 0.007	10.3 ± 0.22	0.83 ± 0.14	10
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.84 ± 0.02	10.1 ± 0.02	1.85 ± 0.03	1.16 ± 0.03	0.75 ± 0.10	9.3
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	0.84 ± 0.01	5.63 ± 0.07	2.13 ± 0.10	10.2 ± 0.40	0.89 ± 0.06	8.7
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.84 ± 0.01	5.63 ± 0.07	1.64 ± 0.06	0.65 ± 0.10	0.98 ± 0.02	9.2
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.84 ± 0.01	5.63 ± 0.07	0.96 ± 0.007	5.68 ± 0.11	0.77 ± 0.12	8.7
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	1.26 ± 0.03	1.17 ± 0.03	0.80 ± 0.10	8.5
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	0.88 ± 0.02	3.05 ± 0.04	1.67 ± 0.08	5.35 ± 0.20	0.75 ± 0.03	6.6
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.88 ± 0.02	3.05 ± 0.04	1.81 ± 0.06	0.58 ± 0.05	0.88 ± 0.02	7.7
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.88 ± 0.02	3.05 ± 0.04	0.98 ± 0.005	3.08 ± 0.05	0.77 ± 0.20	10
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	0.67 ± 0.02	1.10 ± 0.02	0.51 ± 0.08	7.3

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域9: 35° – 40° N, 135° – 140° E, 13678 events

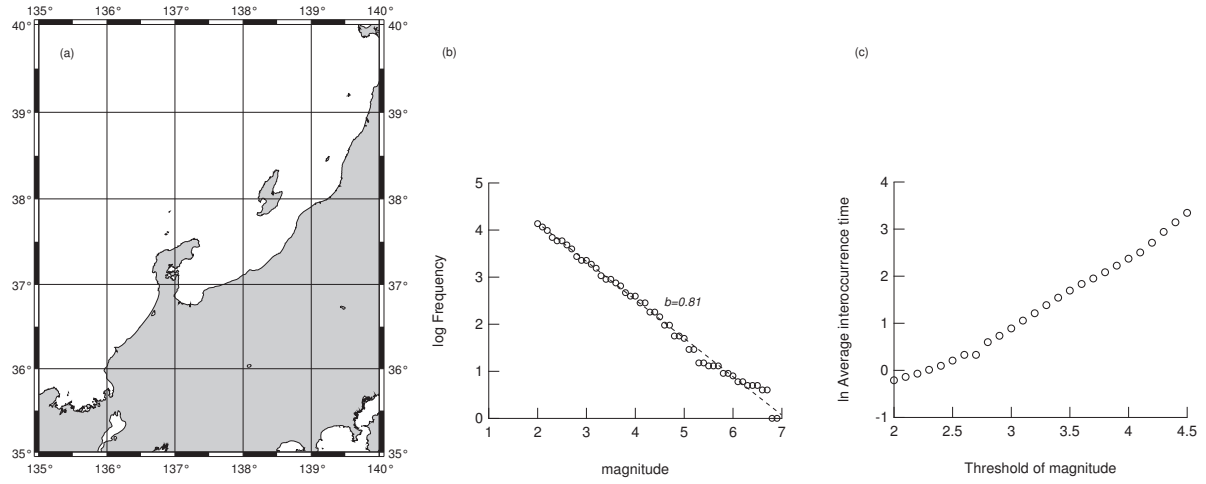


図 A.17: 領域9の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.81$ 。

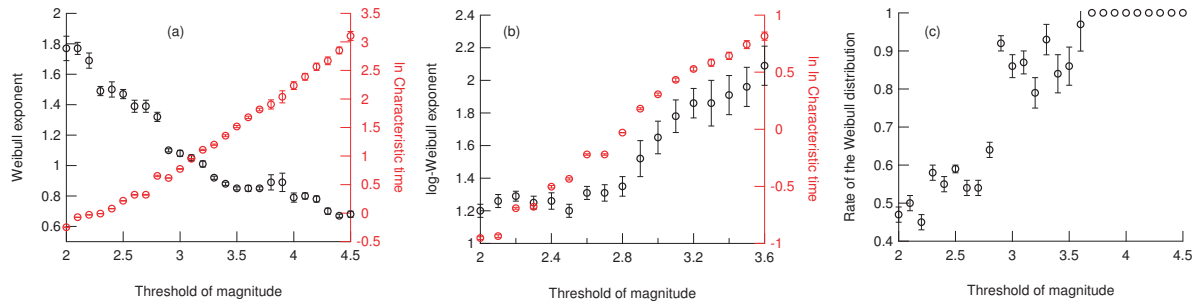


図 A.18: 領域9での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 A.9: 領域 9 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
4.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19
	$P_{pow} (i = 3)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19
	$P_{gam} (i = 4)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19
	$P_{ln} (i = 5)$	0.79 ± 0.02	9.35 ± 0.28	—	—	1	19
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	1.96 ± 0.03	8.16 ± 0.19	0.86 ± 0.02	6.2
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	1.66 ± 0.03	0.60 ± 0.05	0.96 ± 0.01	7.1
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	0.96 ± 0.004	4.61 ± 0.05	0.92 ± 0.07	7.6
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.85 ± 0.007	4.56 ± 0.03	1.05 ± 0.02	2.30 ± 0.04	0.78 ± 0.04	6.4
3.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	1.99 ± 0.16	5.35 ± 0.39	0.82 ± 0.04	3.9
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	1.97 ± 0.04	0.53 ± 0.02	0.93 ± 0.009	5.0
	$P_{gam} (i = 4)$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	—	—	1	6.5
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.08 ± 0.02	2.17 ± 0.02	0.40 ± 0.02	0.92 ± 0.04	0.65 ± 0.06	3.7
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.47 ± 0.03	1.24 ± 0.02	1.20 ± 0.04	1.91 ± 0.04	0.59 ± 0.01	2.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.55 ± 0.06	1.17 ± 0.02	2.52 ± 0.08	0.50 ± 0.02	0.69 ± 0.03	6.8
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.55 ± 0.06	1.17 ± 0.02	1.03 ± 0.02	1.10 ± 0.05	0.99 ± 0.09	16
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.10 ± 0.006	0.64 ± 0.008	0	5.1
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.77 ± 0.08	0.78 ± 0.02	1.20 ± 0.04	1.47 ± 0.02	0.47 ± 0.02	2.8
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.43 ± 0.18	0.79 ± 0.01	3.47 ± 0.12	0.48 ± 0.008	0.47 ± 0.05	8.0
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.43 ± 0.18	0.79 ± 0.01	1.19 ± 0.11	0.69 ± 0.04	0.97 ± 0.11	26
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.40 ± 0.005	0.82 ± 0.02	0	14

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 10: 35° – 40° N, 140° – 145° E, 27962 events

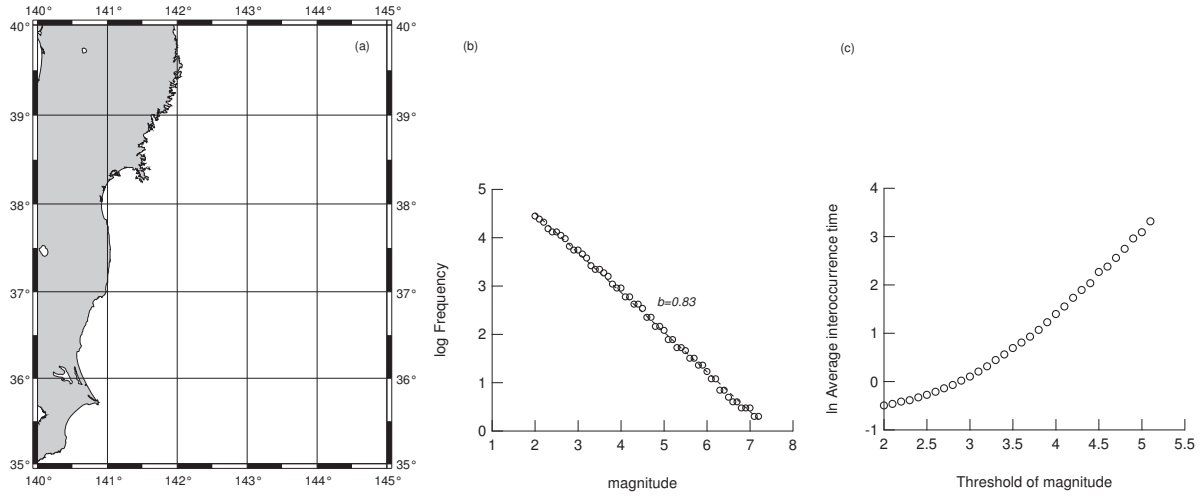


図 A.19: 領域 10 の地域図 (a), マグニチュード分布 (b), 平均発生時間のマグニチュード依存性 (c)。GR law の b は $b = 0.83$ 。

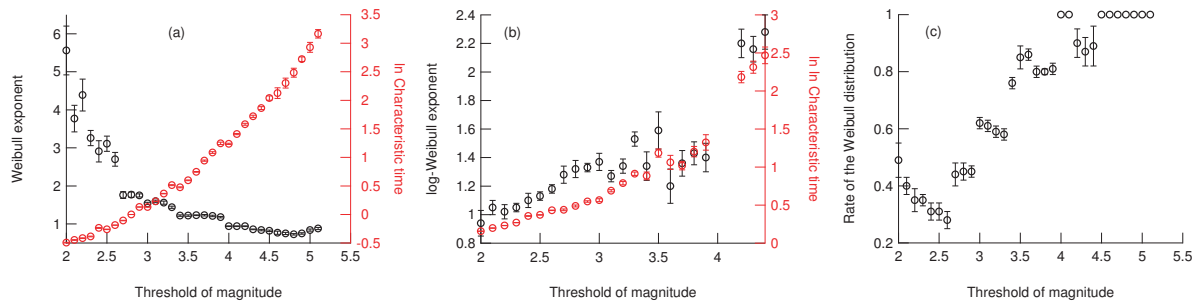


図 A.20: 領域 10 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 A.10: 領域 10 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
5.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.84 ± 0.03	18.7 ± 0.55	—	—	1	19
	$P_{pow} (i = 3)$	0.84 ± 0.03	18.7 ± 0.55	—	—	1	19
	$P_{gam} (i = 4)$	0.84 ± 0.03	18.7 ± 0.55	—	—	1	19
	$P_{ln} (i = 5)$	0.84 ± 0.03	18.7 ± 0.55	—	—	1	19
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.82 ± 0.02	7.69 ± 0.14	—	—	1	11
	$P_{pow} (i = 3)$	0.82 ± 0.02	7.69 ± 0.14	—	—	1	11
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.82 ± 0.02	7.69 ± 0.14	2.08 ± 0.03	3.28 ± 0.27	0.95 ± 0.05	11
	$P_{ln} (i = 5)$	0.82 ± 0.02	7.69 ± 0.14	—	—	1	11
4.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.94 ± 0.01	3.45 ± 0.02	1.92 ± 0.15	6.24 ± 0.36	1	4.2
	$P_{pow} (i = 3)$	0.94 ± 0.01	3.45 ± 0.02	1.92 ± 0.15	6.24 ± 0.36	1	4.2
	$P_{gam} (i = 4)$	0.94 ± 0.01	3.45 ± 0.02	1.92 ± 0.15	6.24 ± 0.36	1	4.2
	$P_{ln} (i = 5)$	0.94 ± 0.01	3.45 ± 0.02	1.92 ± 0.15	6.24 ± 0.36	1	4.2
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.22 ± 0.02	1.82 ± 0.02	1.59 ± 0.14	3.27 ± 0.02	0.85 ± 0.04	5.3
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.22 ± 0.02	1.82 ± 0.02	2.06 ± 0.06	0.51 ± 0.05	0.91 ± 0.02	5.2
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.22 ± 0.02	1.82 ± 0.02	2.02 ± 0.02	0.82 ± 0.03	0.90 ± 0.11	7.6
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.22 ± 0.02	1.82 ± 0.02	0.26 ± 0.02	0.82 ± 0.02	0.67 ± 0.09	5.7
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.54 ± 0.02	1.14 ± 0.02	1.37 ± 0.06	1.76 ± 0.06	0.62 ± 0.02	2.1
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.74 ± 0.09	1.07 ± 0.02	2.66 ± 0.12	0.49 ± 0.02	0.71 ± 0.04	8.7
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.74 ± 0.09	1.07 ± 0.02	1.99 ± 0.02	0.49 ± 0.01	0.83 ± 0.26	18
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.17 ± 0.007	0.57 ± 0.009	0	6.6
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	2.91 ± 0.28	0.79 ± 0.02	1.10 ± 0.05	1.43 ± 0.02	0.31 ± 0.03	7.0
	$P_{pow} (i = 3)^2$	3.11 ± 0.20	0.77 ± 0.01	3.87 ± 0.09	0.50 ± 0.004	0.38 ± 0.02	9.2
	$P_{gam} (i = 4)^2$	3.11 ± 0.20	0.77 ± 0.01	1.86 ± 0.14	0.40 ± 0.06	0.93 ± 0.09	35
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.39 ± 0.009	0.33 ± 0.01	0	22
2.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	5.57 ± 0.64	0.61 ± 0.07	0.94 ± 0.09	1.17 ± 0.01	0.49 ± 0.06	12
	$P_{pow} (i = 3)^2$	5.57 ± 0.64	0.61 ± 0.07	6.40 ± 0.22	0.49 ± 0.002	0.30 ± 0.05	7.1
	$P_{gam} (i = 4)^2$	5.57 ± 0.64	0.61 ± 0.07	1.69 ± 3.02	0.33 ± 0.94	0.95 ± 0.10	36
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.57 ± 0.008	0.18 ± 0.01	0	24

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 11: 40° – 45° N, 135° – 140° E, 3365 events

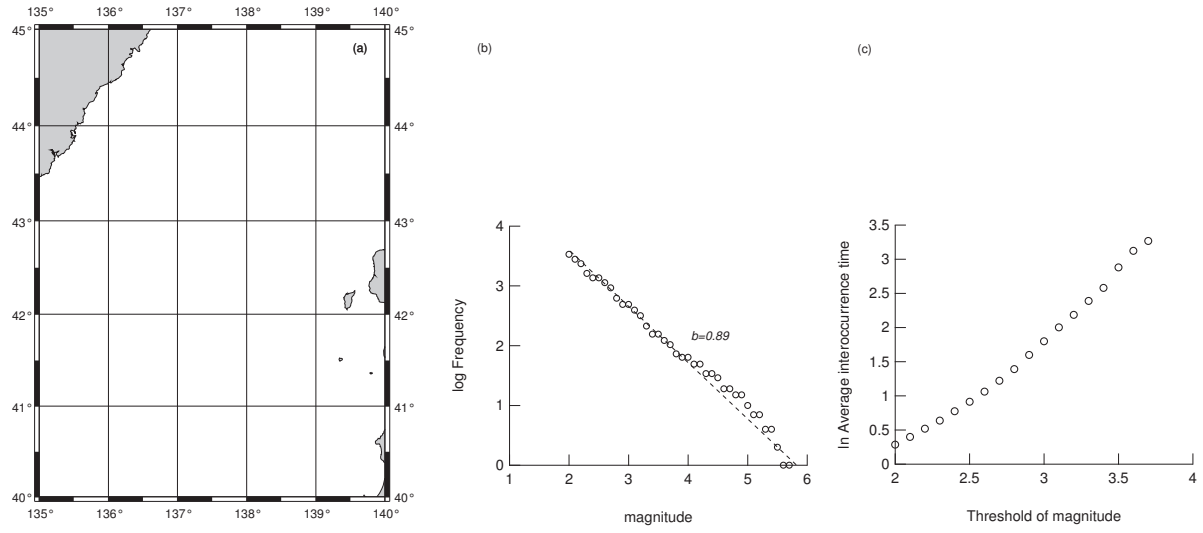


図 A.21: 領域 11 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.89$ 。

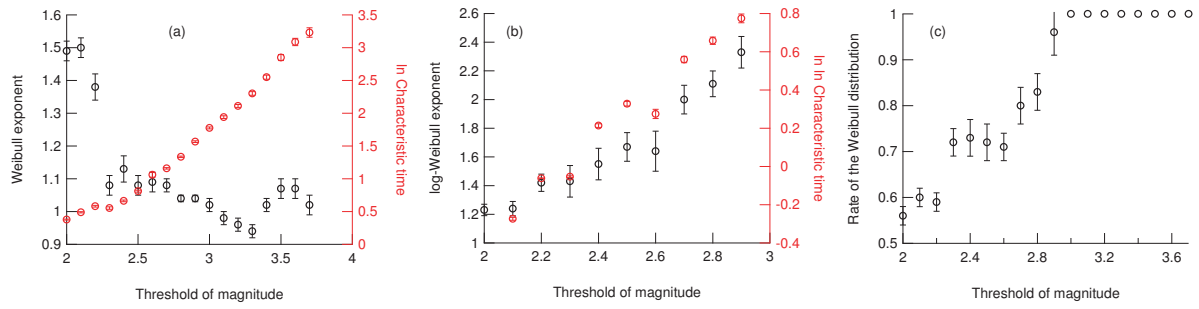


図 A.22: 領域 11 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 A.11: 領域 11 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.07 ± 0.03	17.3 ± 0.28	3.78 ± 0.12	32.9 ± 0.66	0.71 ± 0.09	16
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.07 ± 0.03	17.3 ± 0.28	1.50 ± 0.06	1.07 ± 0.27	0.98 ± 0.02	17
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.07 ± 0.03	17.3 ± 0.28	1.00 ± 0.09	17.1 ± 0.31	0.87 ± 0.36	16
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.07 ± 0.03	17.3 ± 0.28	2.47 ± 0.02	0.94 ± 0.03	0.71 ± 0.15	15
3.0	$P_{lw} (i = 2)$	1.01 ± 0.01	5.91 ± 0.05	—	—	1	9.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.01 ± 0.01	5.91 ± 0.05	1.65 ± 0.06	0.79 ± 0.10	0.98 ± 0.02	9.2
	$P_{gam} (i = 4)^2$	—	—	1.01 ± 0.005	5.93 ± 0.04	0	8.7
	$P_{ln} (i = 5)$	1.01 ± 0.01	5.91 ± 0.05	—	—	1	9.4
2.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.10 ± 0.03	2.25 ± 0.04	1.67 ± 0.10	4.01 ± 0.15	0.72 ± 0.04	6.6
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.10 ± 0.03	2.25 ± 0.04	1.96 ± 0.08	0.54 ± 0.05	0.88 ± 0.03	8.7
	$P_{gam} (i = 4)$	1.10 ± 0.03	2.25 ± 0.04	—	—	1	12
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.10 ± 0.03	2.25 ± 0.04	0.44 ± 0.01	0.90 ± 0.02	0.42 ± 0.09	6.7
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.49 ± 0.03	1.46 ± 0.03	1.23 ± 0.04	1.93 ± 0.05	0.56 ± 0.02	2.9
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.51 ± 0.07	1.28 ± 0.02	2.42 ± 0.09	0.51 ± 0.02	0.70 ± 0.04	9.3
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.51 ± 0.07	1.28 ± 0.02	1.05 ± 0.03	1.22 ± 0.06	1	43
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.02 ± 0.009	0.66 ± 0.01	0	9.3

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 12: 40° – 45° N, 140° – 145° E, 135546 events

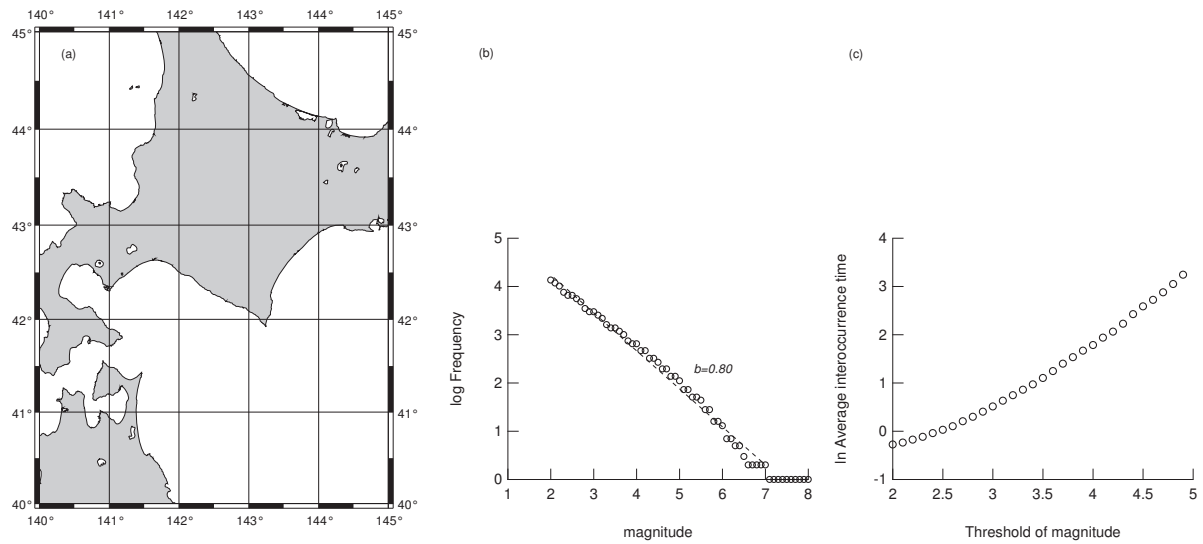


図 A.23: 領域 12 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.80$ 。

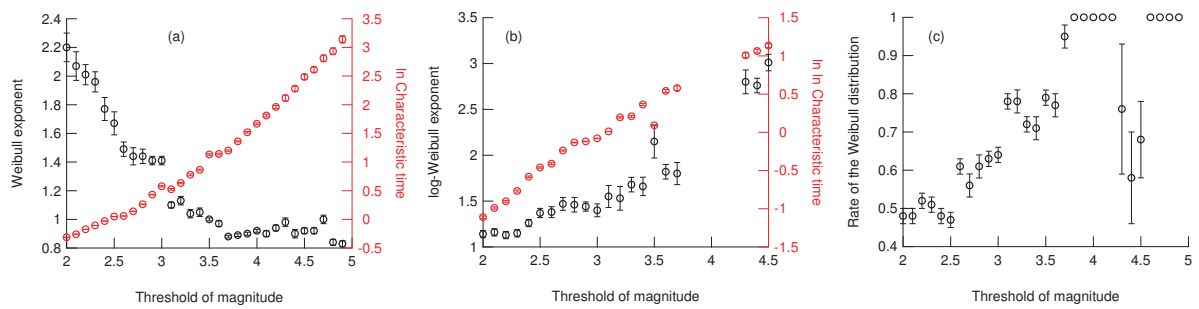


図 A.24: 領域 12 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 A.12: 領域 12 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
4.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	0.92 ± 0.02	12.0 ± 0.19	3.00 ± 0.09	22.4 ± 0.51	0.71 ± 0.11	11
	$P_{pow} (i = 3)$	0.92 ± 0.02	12.0 ± 0.19	—	—	1	9.3
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.92 ± 0.02	12.0 ± 0.19	0.95 ± 0.004	12.0 ± 0.16	0.37 ± 0.26	11
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.92 ± 0.02	12.0 ± 0.19	2.05 ± 0.02	1.06 ± 0.03	0.67 ± 0.11	10
4.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.92 ± 0.02	5.30 ± 0.06	—	—	1	8.0
	$P_{pow} (i = 3)$	0.92 ± 0.02	5.30 ± 0.06	—	—	1	8.0
	$P_{gam} (i = 4)$	0.92 ± 0.02	5.30 ± 0.06	—	—	1	8.0
	$P_{ln} (i = 5)$	0.92 ± 0.02	5.30 ± 0.06	—	—	1	8.0
3.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.00 ± 0.01	3.10 ± 0.04	2.15 ± 0.19	2.99 ± 0.14	0.79 ± 0.02	2.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.00 ± 0.02	2.64 ± 0.04	1.87 ± 0.07	0.57 ± 0.06	0.88 ± 0.02	8.8
	$P_{gam} (i = 4)$	—	—	0.99 ± 0.005	2.67 ± 0.04	0	12
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.00 ± 0.02	2.64 ± 0.04	0.59 ± 0.01	0.98 ± 0.02	0.40 ± 0.07	5.8
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.41 ± 0.03	1.78 ± 0.03	1.40 ± 0.07	2.52 ± 0.09	0.64 ± 0.02	3.6
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.39 ± 0.04	1.64 ± 0.02	2.21 ± 0.08	0.55 ± 0.02	0.82 ± 0.02	8.1
	$P_{gam} (i = 4)$	—	—	2.02 ± 0.006	0.74 ± 0.009	0	10
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	0.20 ± 0.006	0.73 ± 0.008	0.19 ± 0.07	5.8
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.67 ± 0.08	1.05 ± 0.03	1.37 ± 0.05	1.88 ± 0.04	0.47 ± 0.02	3.9
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.94 ± 0.08	1.03 ± 0.01	2.80 ± 0.09	0.51 ± 0.01	0.64 ± 0.03	9.2
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.94 ± 0.08	1.03 ± 0.01	1.98 ± 0.03	0.48 ± 0.02	0.89 ± 0.15	21
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.18 ± 0.006	0.52 ± 0.008	0	8.3
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	2.20 ± 0.11	0.73 ± 0.01	1.14 ± 0.04	1.39 ± 0.02	0.48 ± 0.02	2.7
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.89 ± 0.25	0.74 ± 0.01	3.85 ± 0.16	0.48 ± 0.008	0.46 ± 0.05	8.0
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.89 ± 0.25	0.74 ± 0.01	1.89 ± 0.14	0.37 ± 0.07	0.95 ± 0.13	28
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.43 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0	15

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 13: 40°–45°N, 145°–150°E, 13378 events

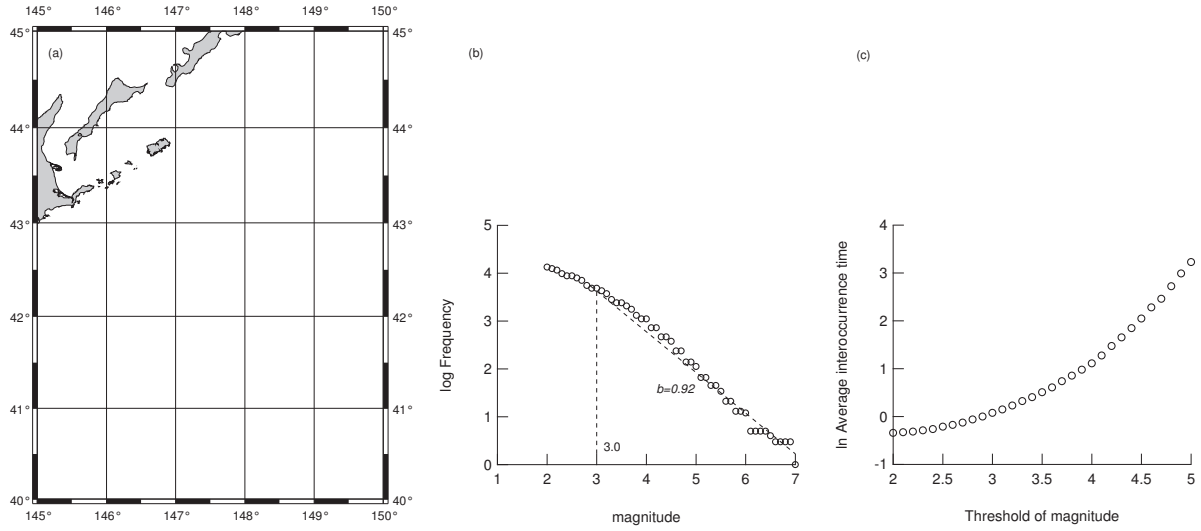


図 A.25: 領域 13 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.92$ であるが、その下端値 m_c^0 は $m_c^0 = 3.0$ である。

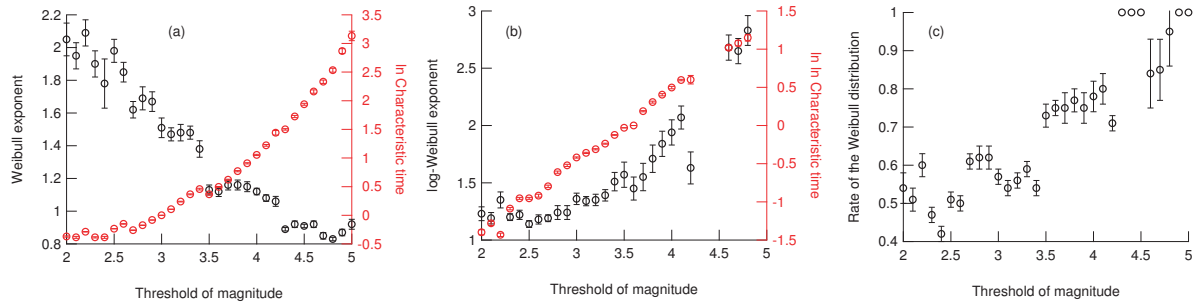


図 A.26: 領域 13 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 A.13: 領域 13 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
5.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.92 ± 0.03	22.9 ± 0.58	—	—	1	19
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.92 ± 0.03	22.9 ± 0.58	1.52 ± 0.06	1.56 ± 0.41	0.99 ± 0.04	20
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.92 ± 0.03	22.9 ± 0.58	0.97 ± 0.009	22.9 ± 0.52	0.04 ± 0.23	18
	$P_{ln} (i = 5)$	0.92 ± 0.03	22.9 ± 0.58	—	—	1	19
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.91 ± 0.01	6.95 ± 0.16	—	—	1	6.8
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.91 ± 0.01	6.95 ± 0.16	1.64 ± 0.05	0.75 ± 0.12	0.99 ± 0.01	6.7
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.91 ± 0.01	6.95 ± 0.16	0.98 ± 0.004	7.03 ± 0.08	0.96 ± 0.16	6.7
	$P_{ln} (i = 5)$	0.91 ± 0.01	6.95 ± 0.16	—	—	1	6.8
4.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.12 ± 0.02	2.87 ± 0.03	1.94 ± 0.11	5.17 ± 0.18	0.78 ± 0.04	5.8
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.12 ± 0.02	2.87 ± 0.03	1.85 ± 0.09	0.60 ± 0.07	0.94 ± 0.02	8.0
	$P_{gam} (i = 4)$	1.12 ± 0.02	2.87 ± 0.03	—	—	1	9.7
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.12 ± 0.02	2.87 ± 0.03	0.68 ± 0.02	0.90 ± 0.02	0.64 ± 0.08	6.3
3.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.13 ± 0.03	1.44 ± 0.05	1.57 ± 0.14	2.64 ± 0.19	0.73 ± 0.03	2.6
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.25 ± 0.02	1.46 ± 0.02	2.18 ± 0.11	0.47 ± 0.04	0.85 ± 0.03	6.1
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.25 ± 0.02	1.46 ± 0.02	2.02 ± 0.01	0.65 ± 0.02	0.71 ± 0.17	9.0
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.25 ± 0.02	1.46 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.80 ± 0.01	0.34 ± 0.06	2.8
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.51 ± 0.05	1.00 ± 0.02	1.36 ± 0.05	1.93 ± 0.04	0.57 ± 0.02	2.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.77 ± 0.09	1.03 ± 0.02	2.69 ± 0.12	0.49 ± 0.02	0.70 ± 0.04	7.5
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.77 ± 0.09	1.03 ± 0.02	1.99 ± 0.02	0.48 ± 0.01	0.82 ± 0.22	17
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.19 ± 0.005	0.57 ± 0.007	0	4.5
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.98 ± 0.06	0.79 ± 0.01	1.14 ± 0.03	1.47 ± 0.02	0.51 ± 0.02	2.2
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.45 ± 0.18	0.79 ± 0.01	3.47 ± 0.13	0.48 ± 0.01	0.50 ± 0.04	7.6
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.45 ± 0.18	0.79 ± 0.01	1.93 ± 0.08	0.38 ± 0.04	0.95 ± 0.14	26
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.39 ± 0.01	0.41 ± 0.01	0	13
2.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	3.09 ± 0.30	0.69 ± 0.01	0.95 ± 0.13	1.29 ± 0.04	0.62 ± 0.06	12
	$P_{pow} (i = 3)^2$	3.09 ± 0.30	0.69 ± 0.01	4.25 ± 0.16	0.47 ± 0.006	0.39 ± 0.06	7.9
	$P_{gam} (i = 4)^2$	3.09 ± 0.30	0.69 ± 0.01	1.90 ± 0.13	0.33 ± 0.06	0.94 ± 0.13	26
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.50 ± 0.01	0.32 ± 0.02	0	16

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

領域 14: 45° – 50° N, 140° – 145° E, 1135 events

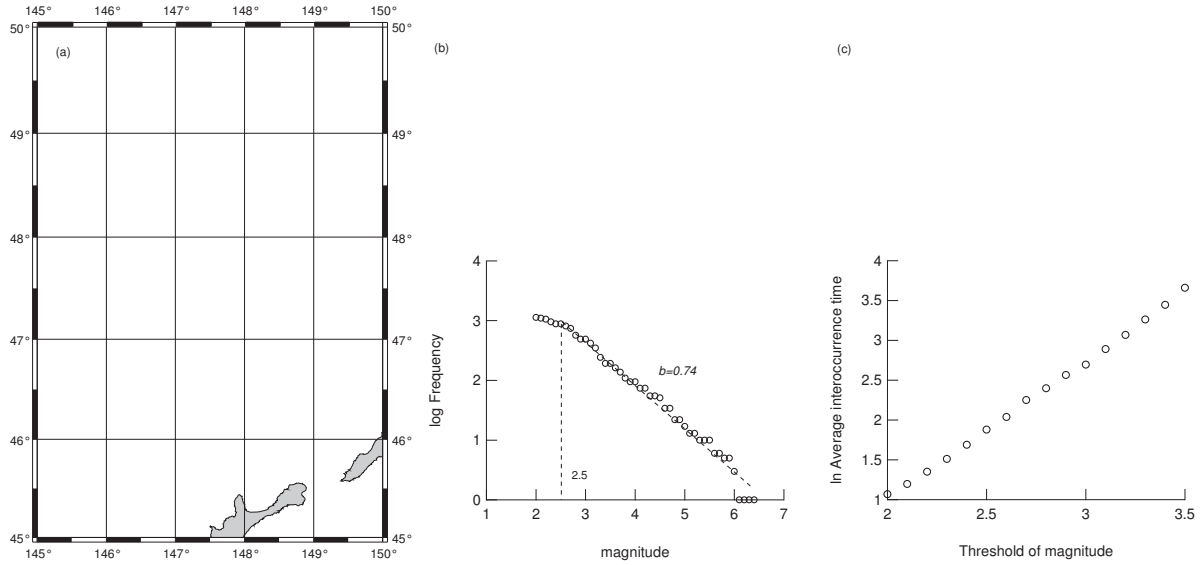


図 A.27: 領域 14 の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.74$ であるが、その下端値 m_c^0 は $m_c^0 = 2.5$ である。

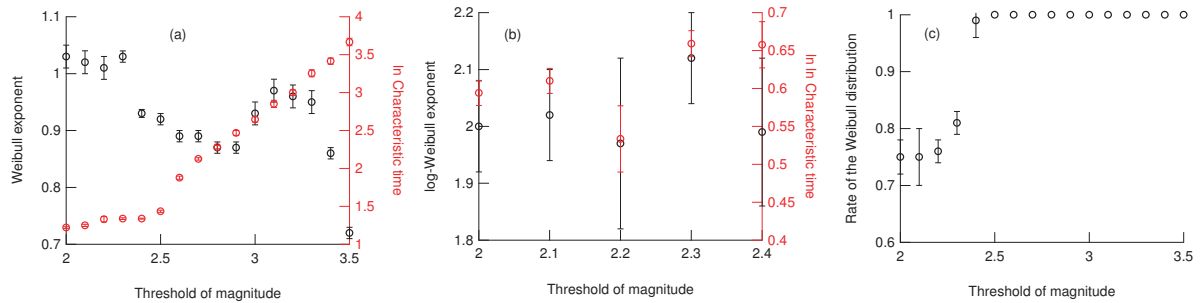


図 A.28: 領域 14 での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 A.14: 領域 14 における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
3.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.72 ± 0.01	22.0 ± 0.30	—	—	1	12
	$P_{pow} (i = 3)$	0.72 ± 0.01	22.0 ± 0.30	—	—	1	12
	$P_{gam} (i = 4)$	0.72 ± 0.01	22.0 ± 0.30	—	—	1	12
	$P_{ln} (i = 5)$	0.72 ± 0.01	22.0 ± 0.30	—	—	1	12
3.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.93 ± 0.02	9.25 ± 0.13	—	—	1	10
	$P_{pow} (i = 3)$	0.93 ± 0.02	9.25 ± 0.13	—	—	1	10
	$P_{gam} (i = 4)$	0.93 ± 0.02	9.25 ± 0.13	—	—	1	10
	$P_{ln} (i = 5)$	0.93 ± 0.02	9.25 ± 0.13	—	—	1	10
2.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.92 ± 0.01	4.20 ± 0.03	—	—	1	5.6
	$P_{pow} (i = 3)$	0.92 ± 0.01	4.20 ± 0.03	—	—	1	5.6
	$P_{gam} (i = 4)$	0.92 ± 0.01	4.20 ± 0.03	—	—	1	5.6
	$P_{ln} (i = 5)$	0.92 ± 0.01	4.20 ± 0.03	—	—	1	5.6
2.0	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.03 ± 0.02	3.39 ± 0.03	2.00 ± 0.08	6.12 ± 0.17	0.75 ± 0.02	4.5
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.03 ± 0.02	3.39 ± 0.03	1.81 ± 0.07	0.63 ± 0.07	0.93 ± 0.02	7.3
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.03 ± 0.02	3.39 ± 0.03	1.00 ± 0.004	3.36 ± 0.03	0.84 ± 0.44	8.9
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.03 ± 0.02	3.39 ± 0.03	0.82 ± 0.02	0.96 ± 0.02	0.58 ± 0.05	4.3

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

付 録 B 南カリフォルニア地震データの 解析結果

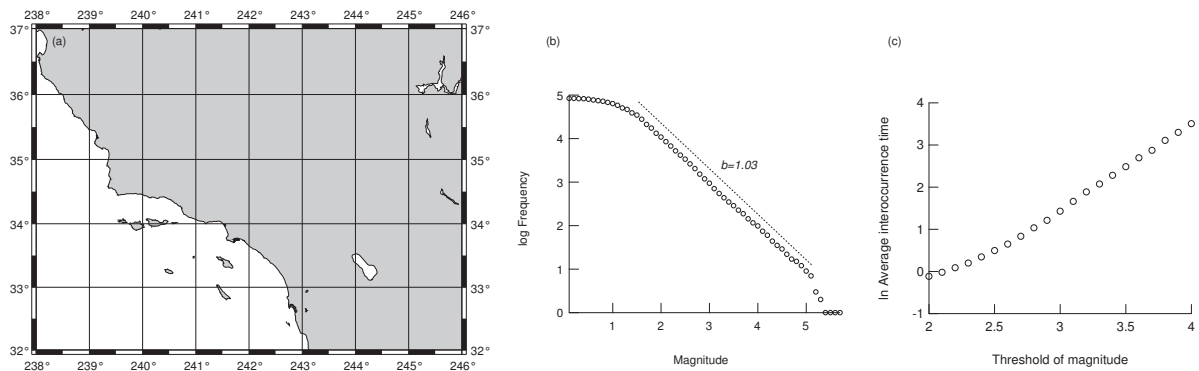


図 B.1: California の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 1.03$ であるが、その下端値 m_c^0 は $m_c^0 = 2.0$ である。

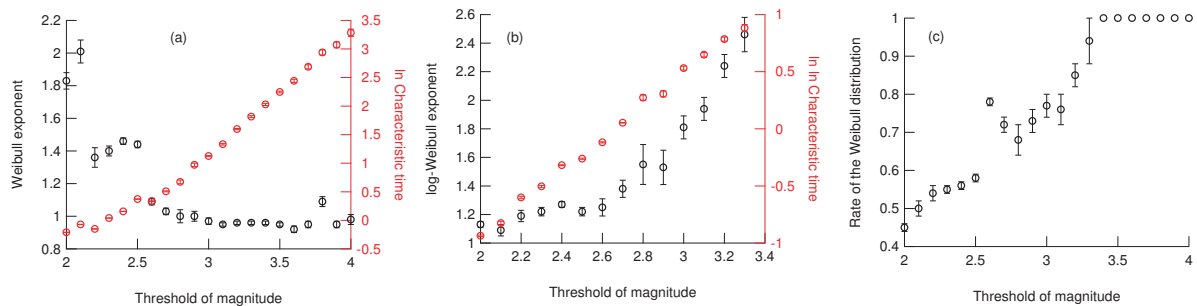


図 B.2: California での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1), (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2), (c) Weibull 分布の割合 (p)。

表 B.1: California における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
4.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.98 ± 0.02	26.7 ± 0.52	—	—	1	23
	$P_{pow} (i = 3)$	0.98 ± 0.02	26.7 ± 0.52	—	—	1	23
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.98 ± 0.02	26.7 ± 0.52	0.99 ± 0.01	26.7 ± 0.50	0.34 ± 2.58	23
	$P_{ln} (i = 5)$	0.98 ± 0.02	26.7 ± 0.52	—	—	1	23
3.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.95 ± 0.01	9.46 ± 0.08	—	—	1	7.6
	$P_{pow} (i = 3)$	0.95 ± 0.01	9.46 ± 0.08	—	—	1	7.6
	$P_{gam} (i = 4)$	0.95 ± 0.01	9.46 ± 0.08	—	—	1	7.6
	$P_{ln} (i = 5)$	0.95 ± 0.01	9.46 ± 0.08	—	—	1	7.6
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.00 ± 0.02	3.41 ± 0.10	1.52 ± 0.14	3.75 ± 0.38	0.77 ± 0.02	4.1
	$P_{pow} (i = 3)^2$	0.97 ± 0.02	3.08 ± 0.04	1.82 ± 0.06	0.59 ± 0.06	0.91 ± 0.02	6.8
	$P_{gam} (i = 4)^2$	0.97 ± 0.02	3.08 ± 0.04	0.99 ± 0.004	3.07 ± 0.02	0.09 ± 0.60	9.1
	$P_{ln} (i = 5)^2$	0.97 ± 0.02	3.08 ± 0.04	0.71 ± 0.02	1.01 ± 0.04	0.57 ± 0.06	5.4
2.5	$P_{lw} (i = 2)^2$	1.44 ± 0.02	1.45 ± 0.02	1.22 ± 0.04	2.16 ± 0.04	0.58 ± 0.01	2.3
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.44 ± 0.06	1.35 ± 0.02	2.36 ± 0.08	0.52 ± 0.02	0.72 ± 0.02	7.2
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.44 ± 0.06	1.35 ± 0.02	—	—	1	17
	$P_{ln} (i = 5)^2$	—	—	0.02 ± 0.06	0.70 ± 0.02	0	6.1
2.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.83 ± 0.04	0.81 ± 0.01	1.13 ± 0.02	1.47 ± 0.01	0.45 ± 0.01	1.7
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.36 ± 0.16	0.81 ± 0.01	3.40 ± 0.10	0.48 ± 0.008	0.44 ± 0.04	7.1
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.36 ± 0.16	0.81 ± 0.01	1.11 ± 0.06	0.72 ± 0.06	0.97 ± 0.10	25
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.38 ± 0.01	0.42 ± 0.04	0	15

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

付 録 C 台湾の地震データの解析結果

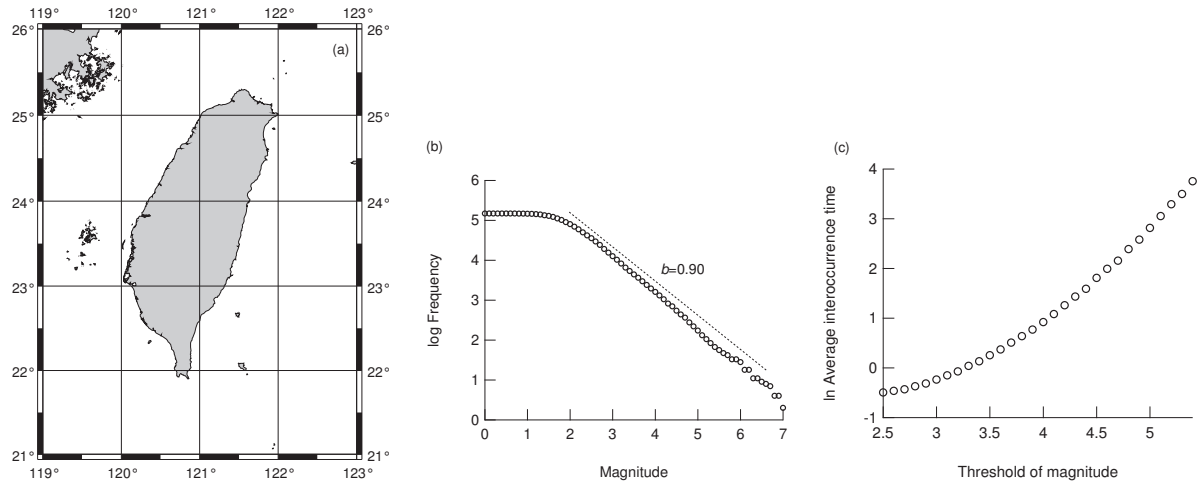


図 C.1: Taiwan の (a) 地域図, (b) マグニチュード分布, (c) 平均発生時間のマグニチュード依存性。GR law の b は $b = 0.90$ であるが、その下端値 m_c^0 は $m_c^0 = 2.0$ である。

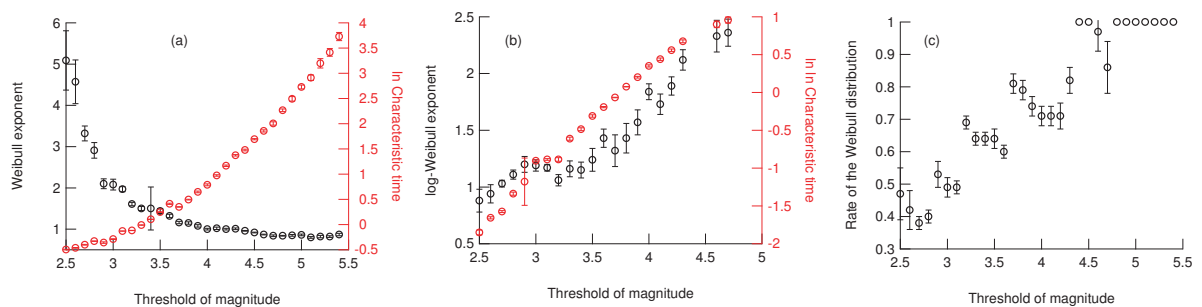


図 C.2: Taiwan での発生間隔統計の (a) Weibull 成分 (α_1, β_1) , (b) log-Weibull 成分 (α_2, β_2) , (c) Weibull 分布の割合 (p) 。

表 C.1: Taiwan における $P(\tau)$ の分布関数の m_c 依存性。± は 95% の信頼区間を表す。

m_c	分布関数 X	Weibull 分布		分布関数 X		p	rms [$\times 10^{-3}$]
		α_1	β_1	α_i	β_i		
5.0	$P_{lw} (i = 2)$	0.86 ± 0.02	15.3 ± 0.22	—	—	1	12
	$P_{pow} (i = 3)$	0.86 ± 0.02	15.3 ± 0.22	—	—	1	12
	$P_{gam} (i = 4)$	0.86 ± 0.02	15.3 ± 0.22	—	—	1	12
	$P_{ln} (i = 5)$	0.86 ± 0.02	15.3 ± 0.22	—	—	1	12
4.5	$P_{lw} (i = 2)$	0.92 ± 0.01	5.44 ± 0.04	—	—	1	5.8
	$P_{pow} (i = 3)$	0.92 ± 0.01	5.44 ± 0.04	—	—	1	5.8
	$P_{gam} (i = 4)$	0.92 ± 0.01	5.44 ± 0.04	—	—	1	5.8
	$P_{ln} (i = 5)$	0.92 ± 0.01	5.44 ± 0.04	—	—	1	5.8
4.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.00 ± 0.04	2.20 ± 0.10	1.84 ± 0.14	4.14 ± 0.34	0.68 ± 0.04	3.5
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.09 ± 0.02	2.25 ± 0.04	1.94 ± 0.08	0.53 ± 0.06	0.88 ± 0.02	7.4
	$P_{gam} (i = 4)^2$	1.09 ± 0.02	2.25 ± 0.04	2.04 ± 0.02	0.98 ± 0.04	0.83 ± 0.06	9.4
	$P_{ln} (i = 5)^2$	1.09 ± 0.02	2.25 ± 0.04	0.44 ± 0.01	0.91 ± 0.01	0.40 ± 0.06	3.4
3.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	1.44 ± 0.06	1.28 ± 0.02	1.24 ± 0.10	2.08 ± 0.12	0.64 ± 0.04	5.0
	$P_{pow} (i = 3)^2$	1.50 ± 0.06	1.24 ± 0.02	2.42 ± 0.10	0.50 ± 0.02	0.73 ± 0.04	8.4
	$P_{gam} (i = 4)^2$	—	—	2.01 ± 0.01	0.56 ± 0.02	0	14
	$P_{ln} (i = 5)^2$	—	—	-0.05 ± 0.006	0.66 ± 0.008	0	6.1
3.0	$P_{lw} (i = 2)^1$	2.08 ± 0.14	0.75 ± 0.02	1.19 ± 0.06	1.49 ± 0.02	0.49 ± 0.04	3.4
	$P_{pow} (i = 3)^2$	2.63 ± 0.20	0.78 ± 0.01	3.56 ± 0.14	0.48 ± 0.008	0.53 ± 0.04	7.5
	$P_{gam} (i = 4)^2$	2.63 ± 0.20	0.78 ± 0.01	1.92 ± 0.10	0.37 ± 0.04	0.94 ± 0.12	24
	$P_{ln} (i = 5)^2$	—	—	-0.40 ± 0.008	0.38 ± 0.01	0	12
2.5	$P_{lw} (i = 2)^1$	3.35 ± 1.08	0.59 ± 0.06	1.01 ± 0.18	1.18 ± 0.04	0.40 ± 0.12	14
	$P_{pow} (i = 3)^2$	5.09 ± 0.72	0.61 ± 0.01	6.21 ± 0.22	0.48 ± 0.004	0.39 ± 0.04	14
	$P_{gam} (i = 4)^2$	5.09 ± 0.72	0.61 ± 0.01	1.67 ± 4.84	0.68 ± 0.73	0.96 ± 0.14	43
	$P_{ln} (i = 5)$	—	—	-0.57 ± 0.01	0.19 ± 0.02	0	32

1 方法 (A) での解析結果

2 方法 (B) での解析結果

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多くの先生方にお世話になりました。指導教官である相澤洋二先生および山崎義弘先生には、研究全般のご指導、方向性などを議論していただきました。また、研究者を志すものとしての姿勢や物理感などを学ばせていただきました。特に相澤洋二先生には、研究課題の設定や問題点のつかまえかたを教えていただきました。どうもありがとうございました。

東京学芸大学物理学科助教の鴨川仁博士には、BK モデルに関する詳細な議論、研究発表の進め方、地震学と物理学との接点などをご教示いただきました。早稲田大学先進理工学部助教の秋元琢磨博士には、日ごろの議論およびカオス力学系の観点から、本研究についてアドバイスをいただきました。台湾国立中央大学地球科学科准教授の陳建志 (Chien-Chih Chen) 先生には、渡航の機会に加え、地球科学的な側面での議論や台湾の地震のデータの提供など、本研究に新たな視点を与えてくださいました。

三重大学工学部教授の阿部純義先生、日本大学理工学部准教授の鈴木徳一先生には非加法的統計力学および複雑ネットワークの視点からの地震の統計則についてのご指導いただきました。中央大学物理学科の松下貢先生には、フラクタル物理、および複雑系物理の観点からご指導いただきました。チューリッヒ連邦工科大学・スイス地震局の楠城一嘉博士、エディンバラ大学地球科学専攻の川田祐介博士には、地震データを扱う際の注意点や、研究結果に関する地球科学的な視点からの考察についてのアドバイスをいただきました。大阪大学理学研究科教授の川村光先生、森隆浩博士には Burridge-Knopoff モデルの解析や研究の方向性についてアドバイスをいただきました。信州大学助教の佐藤高彰博士、早稲田大学総合研究機構准教授の松永康先生、お茶の水女子大学理学系理学部化学科の岡敏子博士には、研究発表のまとめ方、論文の書き方など細部にわたってご指導いただきました。

日本学術振興会および日本地震学会、笹川財団、早稲田大学 21COE「多元要素からなる自己組織系の物理」には、研究助成という形で支援をいただけましたこと感謝しております。また、東京大学地震研究所の特定研究の研究組織に参画することで、物理学のみならず地震学の研究者との議論や考え方の違いに接することができました。参画を呼びかけてください

ました東京大学地震研究所特任助教の波多野恭弘博士にお礼申し上げます。

今日までに国際会議に14件、国内学会に10件発表し、そこで国内外の研究者との議論で多くの刺激を受けてきたことも事実です。特に、物性若手夏の学校、地震学夏の学校、日本–スロベニア二国間セミナー、台湾への研究出張で知り合った他大学および海外の同世代の学生との交流は、有形無形を問わず、大きな自分の財産になりました。

家族や相澤研究室・山崎研究室のメンバーに支えられながら研究をここまで進めることができました。特に志の高い同期に恵まれたことは、大きな励みになりました。

最後に、本研究では日本(JMA)、南カリフォルニア(SCEDC)、台湾(CWB)の3つの地域の地震データを使い研究を行いました。データ提供機関である気象庁、Southern California Earthquake Data Center, 台湾中央気象局に感謝いたします。

研究業績

論文

- (1) Ya-Ting Lee, Chien-chih Chen, Tomohiro Hasumi, and Han-Lun Hsu, Precursory phenomena with large avalanches in the long-range connective sandpile (LRCS) model II: An implication to the relation between the b-value and the Hurst exponent, *Geophys. Res. Lett.*, (2009), in press.
- (2) Tomohiro Hasumi, Takuma Akimoto, and Yoji Aizawa, The Weibull - log Weibull distribution for interoccurrence times of earthquakes, *Physica A*, **388**, 491–498, (2009).
- (3) Tomohiro Hasumi, Takuma Akimoto, and Yoji Aizawa, The Weibull - log Weibull transition of the interoccurrence statistics in the two-dimensional Burridge-Knopoff earthquake model, *Physica A*, **388**, 483–490, (2009).
- (4) Tomohiro Hasumi, Hypocenter interval statistics between successive earthquakes in the two-dimensional Burridge-Knopoff model, *Physica A*, **388**, 477–482, (2009).
- (5) Tomohiro Hasumi, Precursory measure of interoccurrence time associated with large earthquakes in the Burridge-Knopoff model, *Let's face chaos through nonlinear dynamics*, 76–79, American Institute of Physics, (2008).
- (6) Tomohiro Hasumi and Yoji Aizawa, Statistical Properties of the Inter-occurrence Times in the Two-dimensional Stick-slip Model of Earthquakes, *Physics of Self-organization systems*, 113–122, World Scientific, (2008).
- (7) Tomohiro Hasumi, Interoccurrence Time Statistics in the two-dimensional Burridge-Knopoff Earthquake Model, *Phys. Rev. E*, **76**, 026117, (2007).

- (8) Tomohiro Hasumi, Shin-ya Kumura, Masashi Kamogawa, and Yoshihiro Yamazaki, Model of Earthquake Generation Exhibiting Self-Organized Criticality with Self-Affine Surfaces, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **31**, 237–238, (2006).

国際会議

- (1) Tomohiro Hasumi, Chien-chih Chen, Takuma Akimoto, and Yoji Aizawa, The Weibull - log Weibull transition of interoccurrence times for synthetic and natural earthquakes, *American Geosciences Union FALL MEETING 2008*, San Francisco, USA, December, (2008).
- (2) Tomohiro Hasumi, Takuma Akimoto, and Yoji Aizawa, The statistical law for time intervals between successive earthquakes with correlated earthquakes removed, *Dynamics Days Asia Pacific 5*, Nara, Japan, September, (2008).
- (3) Tomohiro Hasumi, Takuma Akimoto, and Yoji Aizawa, The Weibull - log Weibull distribution of Inter-occurrence time of Earthquakes, *7th International Conference Let's face Chaos*, Maribor, Slovenia, July, (2008).
- (4) Tomohiro Hasumi and Yoji Aizawa, Seismicity patterns and phase transitions in the two-dimensional model of earthquakes, *American Geosciences Union FALL MEETING 2007*, San Francisco, USA, December, (2007).
- (5) Tomohiro Hasumi and Yoji Aizawa, Statistical properties in the spring-block model for earthquakes, *The 5th 21COE Symposium, Toward to the next generation physics*, Waseda University, Tokyo, Japan, September, (2007).
- (6) Tomohiro Hasumi, The statistical properties of earthquakes based on the spring-block model, *The 8th Japan-Slovenia Seminar*, Maribor, Slovenia, July, (2007).
- (7) Tomohiro Hasumi, The waiting-time statistics in 2-D stick-slip model for earthquakes, *The 4th 21COE Symposium, Condensed Matter Physics in Self-organized Systems*, Waseda University, Tokyo, Japan, September, (2006).
- (8) Tomohiro Hasumi, Spatial-temporal statistics between successive earthquakes on 2D Burridge-Knopoff model, *The 4th International Workshop on Statistical Seismology (Statsei4): in memory of Tokuji Utsu*, The Graduate University for Advanced Studies, Shonan Village campus, Kanagawa Prefecture, Japan, January, (2006).

- (9) Tomohiro Hasumi and Masashi Kamogawa, Numerical Study of Burridge-Knopoff Model with Self-Affine Fault Surfaces, *American Geosciences Union FALL MEETING 2005*, San Francisco, USA, December, (2005).
- (10) Tomohiro Hasumi, Time-Interval Statistics between Successive Earthquakes Based on Burridge-Knopoff Model, *American Geosciences Union FALL MEETING 2005*, San Francisco, USA, December, (2005).
- (11) Tomohiro Hasumi, Shin-ya Kumura, Masashi Kamogawa, and Yoshihiro Yamazaki, Earthquake Generation Model Exhibiting Self-Organized Criticality with Self-Affine Surfaces of a Fault, *The 3rd 21COE Symposium, Astrophysics as Interdisciplinary Science*, Waseda University, Tokyo, Japan, September, (2005).
- (12) Tomohiro Hasumi, Time interval statistics between successive earthquakes on earthquake generation model based on SOC, *Spatial and Temporal Fluctuations in the Solid Earth – Clues to the Future of Our Planet –*, Tohoku University, Sendai, Japan, July, (2005).
- (13) Tomohiro Hasumi, Masashi Kamogawa, and Yoshihiro Yamazaki, Model of Earthquakes Exhibiting Self-Organized Criticality with Roughness of Self-affine Fault Surfaces: Statistical Properties of Constant Stress Drop and b-value of 1, *General Assembly of European Geosciences Union 2005*, Vienna, Austria, April, (2005).
- (14) Tomohiro Hasumi, Masashi Kamogawa, and Yoshihiro Yamazaki, Earthquake Generation Model Exhibiting Self-organized Criticality -Relation between Fault Surface Structure and Statistical Properties-, *Complexity and Nonextensively -New trend statistical mechanics-*, Kyoto University, Kyoto, Japan, March, (2005).

国内学会

- (1) 蓮見 知弘, 秋元琢磨, 相澤洋二, 地震の発生間隔分布に潜む統計法則と定常性, 2008 年度日本物理学会 年次大会, 岩手大学, 2008 年 9 月。
- (2) 秋元琢磨, 蓮見知弘, 相澤洋二, 地震の間欠性の解析: 条件付ランダム力学系による地震のモデル, 2008 年度日本物理学会 年次大会, 岩手大学, 2008 年 9 月。
- (3) 蓮見 知弘, 秋元琢磨, 相澤洋二, 余震を取り除いた地震時系列データにおける log Weibull - Weibull 転移, 2007 年度日本物理学会 春季大会, 近畿大学, 2008 年 3 月。
- (4) 蓮見 知弘, 相澤洋二, 2 次元の spring-block model で発生する地震の統計的性質と臨界状態との関係, 2007 年度日本物理学会 年次大会, 北海道大学, 2007 年 9 月。
- (5) 蓮見知弘, 相澤洋二, 2 次元 spring-block 系における地震の発生間隔の統計的研究, 第 2 回連成シミュレーション研究会, 九州大学, 2007 年 2 月。
- (6) 蓮見 知弘, 地震発生モデルを用いた震源間距離の統計的研究, 2005 年度日本物理学会 年次大会, 愛媛大学・松山大学, 2006 年 3 月。
- (7) 蓮見 知弘, 地震発生モデルを用いた発生時間間隔の統計的研究, 2005 年度日本物理学会 秋季大会, 同志社大学, 2005 年 9 月。
- (8) 蓮見 知弘, 鴨川 仁, 山崎 義弘, 自己組織化臨界現象における地震発生の力学モデルの解析-断層構造と統計性質-, 第 13 回 凝縮系物理 (非平衡系の統計物理) シンポジウム, 筑波大学, 2005 年 1 月。
- (9) 蓮見 知弘, 鴨川 仁, 山崎 義弘, Earthquake Generation Based on the Inhomogeneous Structure, 2004 年度日本地震学会 秋季大会, 九州大学, 2004 年 10 月。
- (10) 蓮見 知弘, 鴨川 仁, 山崎 義弘, 構造不均一性を考慮した地震発生物理モデルの解析, 2004 年度日本物理学会 秋季大会, 青森大学, 2004 年 9 月。

参考文献

- [1] B. Gutenberg and C. F. Richter, Magnitude and energy of earthquakes, *Ann. Geofis.*, **9**, 1–15, (1956).
- [2] Y. Y. Kagan, Universality of the Seismic Moment-frequency Relation, *Pure Appl. Geophys.*, **155**, 537–573 (1999).
- [3] F. Omori, On the after-shocks of earthquakes, *J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo*, **7**, 111–200 (1894).
- [4] T. Utsu, A statistical study on the occurrence of aftershocks, *Geophys. Mag.*, **30**, 521–605 (1961).
- [5] M. Båth, Lateral inhomogeneous in the upper mantle, *Tectonophysics*, **2**, 483–514 (1965).
- [6] J. K. Gardner, L. Knopoff, Is the sequence of earthquakes in southern California with aftershocks removed, Poissonian?, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **64**, 1363–1367, (1974).
- [7] P. A. Reasenber, Second-order moment of central California seismicity 1969-1982, *J. Geophys. Res.*, **90 (B7)**, 5479–5495 (1985).
- [8] J. Zhuang, Y. Ogata, and D. Vere-Jones, Analyzing earthquake clustering features by using stochastic reconstruction, *J. Geophys. Res.*, **109 (B5)**, B05301, (2004).
- [9] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Self-organized criticality: An explanation of $1/f$ noise, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 381–384 (1987).
- [10] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Self-organized criticality, *Phys. Rev. A* **38**, 364–374 (1988).

- [11] P. Bak and C. Tang, Earthquakes as a self-organized critical phenomenon, *J. Geophys. Res.*, **94**, 15635–15637, (1989).
- [12] K. Ito and M. Matsuzaki, Earthquakes as self-organized critical phenomena, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6853–6860, (1990).
- [13] C. Chen, L. Chiao, Y. Lee, H. Cheng, and Y. Wu, Long-range connective sandpile model and its implication to seismicity evolution, *Tectonophysics*, **454**, 104–107, (2008).
- [14] C. Chen, Y. Lee, and L. Chiao, Intermittent criticality in the long-range connective sandpile (LRCS) model, *Phys. Lett. A*, **372**, 4340–4343, (2008).
- [15] Y. Lee, C. Chen, Y. Chang, and L. Chiao, Precursory phenomena associated with large avalanches in the long range connective sandpile (LRCS) model, *Physica A*, **387**, 5263–5270, (2008).
- [16] R. Burridge and L. Knopoff, Model and theoretical seismicity, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **57**, 341–371 (1967).
- [17] J. M. Carlson and J. S. Langer, Properties of earthquakes generated by fault dynamics, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2632–2635 (1989).
- [18] J. M. Carlson and J. S. Langer, Mechanical model of an earthquake fault, *Phys. Rev. A*, **40**, 6470–6484 (1989).
- [19] H. Nakanishi, Cellular-automaton model of earthquakes with deterministic dynamics, *Phys. Rev. A*, **41**, 7086–7089 (1990).
- [20] H. Nakanishi, Statistical properties of the cellular-automaton model for earthquakes, *Phys. Rev. A*, **43**, 6613–6621 (1991).
- [21] A. Ben-Menahem and S. J. Singh, *Seismic Waves and Sources*, Springer-Verlag, New York, (1981).
- [22] M. W. Stirling, S. G. Wesnousky, and K. Shimazaki, Fault trace complexity, cumulative slip, and the shape of the magnitude-frequency distribution for strike-slip faults: a global survey, *Geophys. J. Int.*, **124**, 833–868, (1984).

- [23] J. B. Rundle, D. L. Turcotte, R. Shcherbakov, W. Klein, and C. Sammis, Statistical physics approach to understanding the multiscale dynamics of earthquake fault systems, *Rev. Geophys.* **41**(4) 1019 (2003).
- [24] J. B. Rundle, D. L. Turcotte, W. Klein (eds), GeoComplexity and the physics of Earthquakes, American Geophysical Union, Washington, DC, (2000).
- [25] Z. Olami, J. S. Feder, and K. Christensen, Self-organized criticality in a continuous, nonconservative cellular automaton modeling earthquakes, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1244–1247 (1992).
- [26] K. Christensen and Z. Olami, Variation of the Gutenberg-Richter b Values and Nontrivial Temporal Correlations in a Spring-Block Model for Earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **97**, 8729–8735 (1992).
- [27] M. Otsuka, A Simulation of Earthquake Occurrence, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **6**, 311–315 (1972).
- [28] S. R. Brown, C. H. Scholz, J. B. Rundle, A simplified spring-block model of earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 215–218, (1991).
- [29] R. Sánchez D. E. Newman and B. A. Carreras, Waiting-Time Statistics of Self-Organized-Criticality Systems, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 068302, (2002).
- [30] E. F. Preston, J. S. Sa Martins, J. B. Rundle, M. Anghel, and W. Klein, Models of earthquake faults with long-range stress transfer, *Computing in Science and Engineering*, **2**, 34–41, (2000).
- [31] M. Hedges and G. Takacs, Scaling of earthquake waiting times and the Olami-Feder-Christensen model, physics/0505015.
- [32] T. P. Peixoto and C. P. C. Prado, Distribution of epicenters in the Olami-Feder-Christensen model, *Phys. Rev. E.*, **69**, 025101(R), (2004).
- [33] T. P. Peixoto and C. P. C. Prado, Network of epicenters of the Olami-Feder-Christensen model of earthquakes, *Phys. Rev. E.*, **74**, 016126, (2006).

- [34] S. Hainzl, G. Zöller, and J. Kurths, Similar power laws for foreshock and aftershock sequences in a spring-block model for earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **104**, 7243–7253 (1999).
- [35] S. Hainzl, G. Zöller, and J. Kurths, Self-organization of spatio-temporal earthquake clusters, *Nonlinear Processes Geophys.*, **7**, 21–29, (2000).
- [36] C. Tsallis, Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics, *J. Stat. Phys.*, **52**, 479–487, (1988).
- [37] O. Sotolongo-Costa and A. Posadas, Fragment-Asperity Interaction Model for Earthquakes, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 048501, (2004).
- [38] R. Silva, G. S. França, C. S. Vilar, and J. S. Alcaniz, Nonextensive models for earthquakes, *Phys. Rev. E*, **73**, 026102 (2006).
- [39] C. S. Vilar, G. S. França, R. Silva, and J. S. Alcaniz, Nonextensivity in geological faults?, *Physica A*, **377**, 285–290, (2007).
- [40] S. Abe and N. Suzuki, Scale-free statistics of time interval between successive earthquakes, *Physica A*, **350**, 588–596, (2005).
- [41] A. H. Darooneh and C. Dadashinia, Analysis of the spatial and temporal distributions. between successive earthquakes: Nonextensive statistical mechanics viewpoint, *Physica A*, **387**, 3647–3654, (2008).
- [42] S. Abe and N. Suzuki, Law for the distance between successive earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2113–2116, (2003).
- [43] S. Abe and N. Suzuki, Scale-free network of earthquakes, *Europhys. Lett.*, **65**, 581–586, (2004).
- [44] T. Hasumi, Interoccurrence time statistics in the two-dimensional Burridge-Knopoff earthquake model, *Phys. Rev. E*, **76**, 026117 (2007).

- [45] T. Hasumi and Y. Aizawa, Statistical Properties of the Inter-occurrence Times in the Two-dimensional Stick-slip Model of Earthquakes”, *Physics of Self-organization systems*, 113–122, World Scientific, (2008).
- [46] T. Hasumi, Precursory measure of interoccurrence time associated with large earthquakes in the Burridge-Knopoff model, *Let’s face chaos through nonlinear dynamics*, 76–79, American Institute of Physics, (2008).
- [47] T. Hasumi, Hypocenter interval statistics between successive earthquakes in the two-dimensional Burridge-Knopoff model, *Physica A*, **388**, 477–482, (2009).
- [48] K. Ito, Punctuated-equilibrium model of biological evolution is also a self-organized-criticality model of earthquakes, *Phys. Rev. E*, **52**, 3232–3233 (1995).
- [49] P. Bak, K. Christensen, L. Danon, and T. Scanlon, Unified Scaling Law for Earthquakes, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 178501 (2002).
- [50] A. Corral, Local distribution and rate fluctuations in a unified scaling law for earthquakes *Phys. Rev. E*, **68**, 035102(R), (2003).
- [51] A. Corral, Long-Term Clustering, Scaling, and Universality in the Temporal Occurrence of Earthquakes, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 108501 (2004).
- [52] A. Saichev and D. Sornette, ”Universal” Distribution of Inter-Earthquake Times Explained, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 078501 (2006).
- [53] A. Saichev and D. Sornette, Theory of earthquake recurrence times, *J. Geophys. Res.*, **112**, B04313, (2007).
- [54] A. Corral, Renormalization-Group Transformations and Correlations of Seismicity, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 028501, (2005).
- [55] R. Shcherbakov, G. Yakovlev, D. L. Turcotte, and J. B. Rundle, Model for the Distribution of Aftershock Interoccurrence Times, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 218501 (2005).

- [56] B. Enescu, Z. Struzik, and K. Kiyono, On the recurrence time of earthquakes: insight from Vrancea (Romania) intermediate-depth events, *Geophys. J. Int.*, **172**, 395–404, (2008).
- [57] A. Bunde, J. F. Eichner, J. W. Kantelhardt, and S. Havlin, Long-Term Memory: A Natural Mechanism for the Clustering of Extreme Events and Anomalous Residual Times in Climate Records, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 048701, (2005).
- [58] V. Livina, S. Tuzov, S. Havlin, and A. Bunde, Recurrence intervals between earthquakes strongly depend on history, *Physica A*, **348**, 591–595, (2005).
- [59] V. N. Livina, S. Havlin, and A. Bunde, Memory in the Occurrence of Earthquakes, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 208501, (2005).
- [60] S. Lennartz, V. N. Livina, A. Bunde, and S. Havlin, Long-term memory in earthquakes and the distribution of interoccurrence times, *Europhys. Lett.*, **81**, 69001, (2008).
- [61] S. G. Abaimov, D. L. Turcotte, R. Shcherbakov, and J. B. Rundle, Recurrence and interoccurrence behavior of self-organized complex phenomena, *Nonlinear Processes Geophys.*, **14**, 455–464 (2007).
- [62] W. Weibull, Ingeninörs, Vetenskaps Akademien, Handlinger, **151-3**, 45–55, (1939).
- [63] W. Weibull, A statistical distribution function of wide applicability, *J. Appl. Mech.*, **18**, 293–297, (1951).
- [64] Y. Hagiwara, Probability of earthquake occurrence as obtained from a Weibull distribution analysis of crustal strain, *Tectonophys.*, **23**, 313–318 (1974).
- [65] W. H. Bakun, B. Aagard, B. Dost, *et al.*, Implications for prediction and hazard assessment from the 2004 Parkfield earthquake, *Nature*, **437**, 969–974, (2005).
- [66] S. G. Abaimov, D. L. Turcotte, and J. B. Rundle, Recurrence-time and frequency-slip statistics of slip events on the creeping section of the San Andreas fault in central California, *Geophys. J. Int.*, **170**, 1289–1299, (2007).

- [67] S. G. Abaimov, D. L. Turcotte, R. Shcherbakov, J. B. Rundle, G. Yakovlev, C. Goltz, and W. I. Newman, Earthquakes: recurrence and interoccurrence times, *Pure Appl. Geophys.*, **165**, 777–795, (2008).
- [68] K. Z. Nanjo, D. L. Turcotte, and R. Shcherbakov, A model of damage mechanics for the deformation of the continental crust, *J. Geophys. Res.*, **110** B07403 (2005).
- [69] T. Hasumi, T. Akimoto, and Y. Aizawa, The Weibull - log Weibull transition of the interoccurrence statistics in the two-dimensional Burridge-Knopoff earthquake model, *Physica A*, **388**, 483–490, (2009).
- [70] G. Yakovlev, D. L. Turcotte, J. B. Rundle, and P. B. Rundle, Simulation-Based Distributions of Earthquake Recurrence Times on the San Andreas Fault System, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **96**, 1995–2007, (2006).
- [71] T. Utsu, Estimation of Parameters for Recurrence Models of Earthquakes, *Bull. Earthq. Res. Inst, Univ. Tokyo*, **59**, 53–66 (1984).
- [72] S. P. Nishenko and R. Buland, A generic recurrence interval distribution for earthquake forecasting, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 1382–1399 (1987).
- [73] K. Mogi, Some features of recent seismic activity in and near Japan, *Bull. Earthq. Res. Inst, Univ. Tokyo*, **47**, 395–417 (1969).
- [74] M. V. Matthews, W. L. Ellsworth, and P. A. Reasenber, A brownian model for recurrent earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 2233–2250, (2002).
- [75] T. Huillet and H. F. Raynaud, Rare events in a log-Weibull scenario-Application to earthquake magnitude data, *Eur. Phys. J. B.*, **12**, 457–469, (1999).
- [76] J. Davidsen and M. Paczuski, Analysis of the Spatial Distribution Between Successive Earthquakes, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 048501 (2005).
- [77] M. Ohnaka, A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture, *J. Geophys Res.*, **108**, 2080, (2003).

- [78] C. H. Scholz and T. Engelder, The role of asperity indentation and ploughing in rock friction, *Int. J. Rock Mech. Mining. Sci.*, **13**, 149–154 (1976).
- [79] J. H. Dieterich, Time-dependent friction and the mechanics of stick slip, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 790–806, (1978).
- [80] S. Yoshida, M. Uyeshima and M. Nakatani, Electric potential changes associated with slip failure of granite: Preseismic and coseismic signals, *J. Geophys. Res.*, **102**, 14883–14897 (1997).
- [81] J. M. Carlson, 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).
- [82] J. H. Deiterich, Modeling of rock friction 1. Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys Res.*, **84**, 2161–2168, (1979).
- [83] A. L. Ruina, Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10359–10370, (1983).
- [84] J. H. Deiterich, Mechanical behavior of crusted rocks, *Geophys. Monogr. Ser.*, **24**, 103–120 (1981).
- [85] S. Yoshida and N. Kato, Episodic aseismic slip in a two-degree-of-freedom block model, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1681, (2003).
- [86] A. Ohmura and H. Kawamura, Rate- and state-dependent friction law and statistical properties of earthquakes, *Europhys. Lett.*, **111**, 690001 (2007).
- [87] J. M. Calson and J. S. Langer, Time intervals between characteristic earthquakes and correlations with smaller events: An analysis based on a mechanical model of a fault, *J. Geophys. Res.*, **96**, 4255–4267, (1991).
- [88] J. M. Carlson, Two-dimensional model of a fault, *Phys. Rev. A*, **44**, 6226–6232, (1991).
- [89] H. Kumagai, 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).

- [90] Y. Yamashita, On the dynamical process of fault motion in the presence of friction and inhomogeneous initial stress, Part I. Rupture propagation, *J. Phys. Earth.*, **24**, 417–444, (1976).
- [91] H. Nakanishi, Earthquake dynamics driven by a viscous fluid, *Phys. Rev. A*, **46**, 4689–4692 (1992).
- [92] J. M. Carlson, J. S. Langer, and B. E. Shaw, Dynamics of earthquake faults, *Rev. Mod. Phys.*, **66**, 657–670 (1994).
- [93] T. Mori and H. Kawamura, Simulation Study of Spatiotemporal Correlations of Earthquakes as a Stick-Slip Frictional Instability, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 058501 (2005).
- [94] J. Xia, H. Gould, W. Klein, J. B. Rundle, Simulation of the Burridge-Knopoff Model of Earthquakes with Variable Range Stress Transfer, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 248501 (2005).
- [95] T. Mori and H. Kawamura, Simulation study of the one-dimensional Burridge-Knopoff model of earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **111**, B07302 (2006).
- [96] T. Hasumi, S. Komura, M. Kamogawa, and Y. Yamazaki, Model of Earthquake Generation Exhibiting Self-Organized Criticality with Self-Affine Surfaces, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **31**, 237–238, (2006).
- [97] J. Xia, H. Gould, W. Klein, and J. B. Rundle, Near-mean-field behavior in the generalized Burridge-Knopoff earthquake model with variable-range stress transfer, *Phys. Rev. E.*, **77**, 031132, (2008).
- [98] T. Mori and H. Kawamura, Simulation study of the two-dimensional Burridge-Knopoff model of earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **113** B06301, (2008).
- [99] T. Mori and H. Kawamura, Simulation study of earthquakes based on the two-dimensional Burridge-Knopoff model with long-range interactions, *Phys. Rev. E*, **77**, 051123, (2008).
- [100] C. H. Scholz, *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge Univ Press, (2002).

- [101] T. Mori, Master Thesis, 地震の時空間相関—数値シミュレーションと実測データの解析—, Osaka University, (2005).
- [102] I. Main, Earthquakes as critical phenomena: Implications for probabilistic seismic hazard analysis, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **85**, 1299–1308, (1995).
- [103] C. Tsuboi, Earthquake energy, earthquake volume, aftershock area, and strength of the Earth's crust, *J. Phys. Earth.*, **4**, 63–66 (1956).
- [104] Japan Meteorological Agency Earthquake Catalog:
<http://www.eic.eri.u-tokyo.ac.jp/db/jma1>.
- [105] Southern California Earthquake Data Center: <http://www.data.scec.org>
- [106] Taiwan Central Weather Bureau: <http://www.cwb.gov.tw/>
- [107] T. C. Shin and T. L. Teng, An overview of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **91**, 895–913, (2001).
- [108] Y. M. Wu, C. H. Chang, L. Zhao, T. L. Teng and M. Nakamura, A Comprehensive Relocation of Earthquakes in Taiwan from 1991 to 2005, *Bull. Seism. Soc. Am.* **98**, 1471–1481, (2008).
- [109] J. Wang and C. Kuo, On the frequency distribution of interoccurrence times of earthquakes, *J. Seismol.*, **2**, 351–358, (1998).
- [110] M. Lindman, K. Jonsdottir, R. Röberts, B. Lund, and R. Bödvarsson, Earthquakes Descaled: On Waiting Time Distributions and Scaling Laws, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 108501 (2005).
- [111] T. Utsu, Y. Ogata, and R. S. Matsu'ura, The centenary of the Omori formula for a decay law of aftershock activity, *J. Phys. Earth*, **43**, 1–33, (1995).
- [112] W. D. Smith, Evidence for precursory changes in the frequency-magnitude b value, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **86**, 815–838, (1986).
- [113] J. B. Rundle, W. Klien, D. L. Turcotte, B. Malamud, Precursory seismic activation and critical-point phenomena, *Pure appl. Geophys.*, **157**, 2165–2182, (2000).

- [114] C. Chen, Accelerating seismicity of moderate-size earthquakes before the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake: Testing time-prediction of the self-organizing spinodal model of earthquakes, *J. Geophys. Int.*, **155**, F1–F5, (2003).
- [115] T. Hasumi, T. Akimoto, and Y. Aizawa, The Weibull - log Weibull distribution for interoccurrence times of earthquakes, *Physica A*, **388**, 491–498, (2009).
- [116] T. Hasumi, C. Chen, T. Akimoto, and Y. Aizawa, The Weibull - log Weibull transition of interoccurrence times for synthetic and natural earthquakes, submitted, arXiv:0808.2793.
- [117] I. G. Main, Statistical physics, seismogenesis, and seismic hazard, *Rev. Geophys.*, **34**, 433–462, (1996).
- [118] T. Seno, S. Seth, and E. G. Alice, A model for the motion of the Philippine Sea plate consistent with NUVEL-1 and geological data, *J. Geophys. Res.*, **98**, 17941–17948 (1993).
- [119] C. M. R. Fowler, *The Solid Earth: An Introduction to Global Geophysics*, Cambridge University Press, New York (1990).
- [120] L. Ruff and H. Kanamori, Seismicity and the subduction process, *Phys. Earth Planet. Int.*, **23**, 240–252, (1980).
- [121] E. Lippiello, L. de Arcangelis, and C. Godano, Memory in self-organized criticality, *Europhys. Lett.*, **72**, 678–684, (2005).
- [122] T. Akimoto and Y. Aizawa, Large Fluctuations in the Stationary and Nonstationary Chaos Transition, *Prog. Theor. Phys.*, **114**, 737–748, (2005).