平成28年度原子力規制庁委託成果報告書

断層変位評価手法の検討

株式会社 構造計画研究所

平成 29 年 3 月

本報告書は、原子力規制委員会原子力規制庁からの委託により実施した業務の成果をとりまとめたものです。

本報告書に関する問い合わせは、原子力規制庁までお願いします。

目 次

1.	事業の概要と用語の定義
1.1.	事業の概要
1.2.	本検討で対象とする断層および用語の定義1-3

I編 決定論的断層変位評価手法の整備

2.	震源解析と特性化震源モデルの構築
2.1.	はじめに
2.2.	1999 年集集地震を対象とした特性化震源モデルの検討
2.3.	2010年 Darfield 地震
2.4.	本章のまとめと課題
2.5.	本章の参考文献
3.	断層変位の数値解析
3.1.	表層の数値解析の流れ3-1
3.2.	逆断層を対象とした地表の断層変位の検討3-3
3.3.	横ずれ断層を対象とした地表の断層変位の検討3-12
3.4.	FEM・粒子法連成方法の検討3-19
3.5.	本章のまとめ
3.6.	APPENDIX[断層変位と表層地盤の解析手法]3-24
3.7.	本章の参考文献3-44

Ⅱ編 確率論的断層変位評価手法の整備

4.	確率論的断層変位評価手法の整備4-1
4.1.	確率論的断層変位ハザード解析のためのデータセットの整備 4-1
4.2.	確率論的断層変位ハザードの試解析4-59
4.3.	本章のまとめ

Ⅲ編 決定論及び確率論的評価手法による断層変位評価 手法のまとめ

5.	決定論的評価手法と確率論的評価手法の比較5-1	
5.1.	決定論的評価手法側計算モデル 5-1	l
5.2.	解析結果	2
5.3.	本章の参考文献	7

Ⅳ編 国内外の最新知見収集・国内外の学会等での 事業成果発表・検討会の実施

6.	国内外の最新知見収集6-1
6.1.	活断層学会
6.2.	Fault Displacement Hazards Analysis Workshop6-1
6.3.	原子力学会 2016 年秋の大会6-3
6.4.	土木学会 2016 全国大会
6.5.	地質学会6-5
6.6.	日本地震学会 2016 秋季大会6-7
6.7.	American Geophysical Union (AGU) Fall Meeting
7. 7.1. 7.2. 7.3. 7.4.	国内外の学会等での事業成果発表の実施
8. 8.1.	検討会
9.	事業成果のまとめ

1. 事業の概要と用語の定義

1.1. **事業の概要**

原子力規制委員会の「実用発電用原子炉及びその附属施設の位置、構造及び設備の基準に関する規則」は、耐震重要施設の設置許可条件として、将来活動する可能性のある 断層等が活動することにより、変位が生ずる恐れがない地盤に設置することを定めている。また、「同規則の解釈」において、震源断層が敷地に極めて近い場合は、地表に変 位を伴う断層全体を考慮して地震動評価することと定められている。

本事業は、地表に変位が現れた内陸地殻内地震を対象として、断層近傍の地表変位や 地震動等の観測記録を用いて各種の試解析を実施し、決定論及び確率論的手法による断 層変位評価手法について検討する。

本事業は、規制庁にて過年度に実施した、

- (1)「平成 25 年度断層変位ハザード評価手法の検討(旧(独)原子力安全基盤機構、現原子力規制庁)」
- (2)「平成 26 年度原子力施設等防災対策等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動の 評価手法の検討)事業」

(3)「平成27年度原子力施設等防災対策等委託費(断層変位評価手法の検討)事業」 を受け、さらに決定論的評価手法及び確率論的評価手法について検討を進めることと

し、以下の方針にて実施する。

【 I 決定論的評価手法の検討】

1. 断層変位数値解析手法検討のための特性化震源モデルの改良

原子力規制庁の平成27年度事業において、1999年集集地震(台湾、逆断層タイプ) 及び2010年 Darfield 地震(ニュージーランド、横ずれ断層タイプ)を対象として検 討した特性化震源モデルについて、動力学的破壊シミュレーション解析等を行い、断 層変位及び断層極近傍の永久変位・強震動のより再現性の高い特性化震源モデルに改 良する。

2. 断層変位数値解析手法の検討

逆断層タイプ及び横ずれ断層タイプの地震を対象に、上記検討結果等を与条件とし て粒子法等を用いた数値解析を実施する。数値解析は地盤物性や境界条件をパラメー タとして、2次元場および3次元場で解析を実施する。その上で数値解析結果と観測 記録とを比較する等、表層地盤や地表の断層変位を定量的に評価する決定論的手法を 検討する。

【Ⅱ 確率論的評価手法の検討】

1. 確率論的断層変位ハザード解析のためのデータセットの整備

2016 年熊本地震による断層変位等に関する知見を整理し、同地震による断層変位と 既往研究や原子力規制庁における過去の事業(「6.無償貸与が可能な物品」参照) において整理された断層変位距離減衰式との比較・検討を行う。また、原子力規制庁 における過去の事業において整理された断層変位データセットに対して、新たに追加 できるデータの有無について文献調査(100 件程度)を実施する。新たに追加できる データがある場合には、主断層及び副断層の断層変位距離減衰式等の改良を検討す る。

2. 確率論的断層変位ハザードの試解析

(2) ①において、あるいは平成 27 年度事業において整理した断層変位距離減衰式 を用いて、実際に地表地震断層を伴った地震(逆断層タイプ、2 件程度)に対する確 率論的断層変位ハザード解析 (PFDHA) を実施し、ハザードの試算・検討を行う。

【Ⅲ 決定論及び確率論的評価手法による断層変位評価手法のまとめ】

上記" I 決定論的評価手法の検討"および"Ⅱ確率論的評価手法の検討"の手順を まとめ、両手法から断層変位を評価する際の留意点および課題を整理する。

【IV国内外の知見収集、国内外の学会等での事業成果発表、検討会の実施】

1. 国内外の知見収集

上記文献調査や解析手法の検討を実施するにあたり、国内や国外の学会による大会 やシンポジウム等に参加し、本事業に関わる国内外の知見を収集する。

2. 国内外の学会等での事業成果発表

本事業にて検討した結果や成果について、国内外の学会等で発表を行う。

3. 検討会の実施

受託者において、変動地形・地質学、強震動地震学、地盤工学及びハザード評価等 に関する 4 名程度の外部有識者(各分野 1 名程度)を交えた検討会を組織し、解析 方針や解析過程の妥当性確認及び検討結果の取りまとめ等について検討を行う。

本報告書は、上記検討内容についてまとめたものとなる。以下その内容について示す。

1.2. 本検討で対象とする断層および用語の定義

"断層"については、様々な種類や、またその断層について学会あるいは研究者に依る捉え 方が幾つかある。表 1.2-1 および表 1.2-2 に本事業で対象とする断層と、その断層の定義を 示す。

用語	定義	備考
主断層・震源断層	後期更新世以降(約12~13万年前移行)の活動が否定	新規制基準に
(Principal fault)	できない断層。	定義されてい
	(後期更新世の地形面または地層が欠如するなど、後	るもの
	期更新世以降の活動性が明確に判断できない場合、	
	中期更新世移行(約40万年前以降)まで遡って活動性	
	を考慮)	
分岐断層	主断層が活動することにより、その断層面から分岐	—
	して形成された断層。	
副断層	主断層が活動したことを契機として、二次的に、ま	—
(Distributed fault)	た受動的に地表に形成された断層。主断層の活動に	
	伴い周辺の応力状態が変化し形成されるもの。	
地すべり	重力の効果により地盤が滑り動く現象。滑動の契機	—
	は問わない。	

表 1.2-1 用語の定義

表 1.2-2 本事業で対象とする断層

用語	本事業で検討対象とする断層		備考
主断層 · 震源断層 (Principal fault)	これらの断層上に建設されている耐震重要施 設は無いが、決定論的評価手法では震源断層 から発生する強震動の伝播による表層の変位 評価のため、検討を実施。 確率論的評価手法では主断層を対象とする。	0	
分岐断層	断層ともに境界条件としてモデル化するため、検討対象から除外する結果になる。		新規制基準では全ての断層
副断層 (Distributed fault)	国内の耐震重要施設の変位評価の重要課題。 本事業で予測したい主たる断層。	0	か対象
地すべり	粒子法等により計算手法的には検討可能だ が、斜面崩壊を想定するような傾斜を持つ地 形は今年度の検討対象に含めていない(確率論 的評価手法でも検討対象外)。	_	



図 1.2-1 各断層のイメージ図

I編 決定論的断層変位評価手法の整備

2. 震源解析と特性化震源モデルの構築

2.1. はじめに

本章では、原子力規制庁の平成 27 年度事業 ¹において、1999 年集集地震(台湾、逆 断層タイプ)及び 2010 年 Darfield 地震(ニュージーランド、横ずれ断層タイプ)を対象 として検討された特性化震源モデルについて、動力学的破壊シミュレーション解析等を 行い、断層変位及び断層極近傍の永久変位・強震動のより再現性の高い特性化震源モデ ルに改良する。

具体的には、以下の項目の検討を行った。

(1)1999 年集集地震を対象とした特性化震源モデルの検討

平成27年度事業では、周期0.1秒から10秒程度の断層周辺の強震動を概ね再現できる特性化震源モデルが構築された。さらにこれを与条件とした動力学的破壊シミュレーションが実施され、周期10秒以上の永久変位・強震動を概ね再現できることが確認された。しかし、動力学的破壊シミュレーションは計算コスト、時間共に膨大であること、誰もが容易に扱える技術では無いことから、今後本検討の成果として断層変位評価手法を実用化する際の障壁となる可能性がある。

そこで、本年度事業では、動力学的破壊シミュレーションによる検討を比較的簡易な 解析手法である理論的手法で代替する可能性を検討する。具体的には、過年度に実施し た動力学的破壊シミュレーションで得られたすべり速度の時刻歴(すべり速度時間関数) を加味して構築した特性化震源モデルによる地震動評価結果と、観測記録や動力学的破 壊シミュレーション結果との比較を行った。

(2)2010年 Darfield 地震の特性化震源モデルの改良

平成 27 年度事業において構築された特性化震源モデルを基に、観測記録のより再現 性の高い特性化震源モデルに改良する。

- ① 断層近傍の周期 0.1 ~ 10 秒の強震記録の再現性の高い特性化震源モデルの改良 長周期(周期 2 ~ 10 秒)は理論的手法、短周期(周期 0.1 ~ 2 秒)は経験的グ リーン関数法を用いて、広帯域(周期 0.1 ~ 10 秒)の地震動記録の再現性のよ り高い特性化震源モデルに改良した。
- ② 地表地震断層を再現できる特性化震源モデルの構築
 ①で改良した特性化震源モデルを参考に、動力学的破壊シミュレーションより地表地震断層を再現できる特性化震源モデルの構築を行った。

2.2. 1999 年集集地震を対象とした特性化震源モデルの検討

2.2.1. はじめに

本節では、過年度事業で構築した 1999 年集集地震を対象とした周期 10 秒程度以 下の特性化震源モデルと、周期 10 秒以上を対象とした動力学的破壊シミュレーショ ン結果を参考に、従来の強震動評価ではあまり考慮されていなかった、地震発生層以 浅のすべりに起因する周期 10 秒以上の地震動に与える影響や、そのモデル化方法に ついて検討を行った。

具体的実施項目は以下の通りである。

①平成 27 年度成果の確認

平成 27 年度に改良された特性化震源モデルとそれに基づく動力学的破壊シミュ レーション結果について再整理を行い、改めて結果の確認を行った。

②すべり速度時間関数の確認

平成 27 年度に実施された動力学的破壊シミュレーション結果よりすべり速度時間 関数を抽出し、地震発生よりも浅部と SMGA の内部、深部でのすべり速度時間関数の 形状の違いについて確認した。

③周期 10 秒程度以上の説明性向上のための検討

①の結果、及び平成27年度の検討を参考にして、理論的手法により地震発生層よりも浅部にすべりを与えた解析を実施し、観測記録との比較を行うことにより、周期10秒以上の説明性を向上させる可能性の検討を行った。

2.2.2. 平成 27 年度成果の確認

(1)平成 27 年度事業で構築された特性化震源モデル

平成 27 年度事業にて構築された周期 2~10 秒程度を対象とした特性化震源モデル の俯瞰図を図 2.2-1 に、モデル図を図 2.2-2 に、パラメータを表 2.2-1 に、地盤モデ ルを表 2.2-2 に示す。

震源モデルは、地表から深度 2km (傾斜角が 30 度のため、幅方向には 4km)を上面として SMGA1a, SMGA1b, SMGA2, SMGA3, SMGA4 の計 5 箇所にすべりを与える領域(強震動生成域、もしくはアスペリティ)を配置しており、それ以外の領域にはすべりを与えていない。



図 2.2-1 平成 27 年度事業で構築した特性化震源モデル図の俯瞰図 (周期 10 秒以下が対象)



図 2.2-2 周期 2~10 秒程度を対象とした特性化震源モデル

パラメータ	単位	SMGA1a	SMGA1b	SMGA2	SMGA3	SMGA4	全体
走向	deg.	N3°E	N3°E	N3°E	N3°E	N3°E	
傾斜角	deg.	30	30	30	30	30	
長さ	km	15	12	12	12	10	
幅	km	10	21	12	10	20	
面積	km ²	150	252	144	120	200	866
平均すべり量	m	20	7	3	3	2	
地震モーメント	Nm	5.33×10 ¹⁹	3.96×10 ¹⁹	9.09×10 ¹⁸	7.06×10 ¹⁸	8.86×10 ¹⁸	1.18×10 ²⁰
モーメント マグニチュード	_	7.08	7.00	6.57	6.50	6.56	7.31
破壊伝播速度	km/s	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	
ライズタイム	s	7.0	7.0	3.0	3.0	3.0	
すべり角	deg.	75	75	90	90	75	
上端深さ	km	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	
破壞遅延時間	s	15.8	10.8	2.8	0.0	8.4	

表 2.2-1 周期 2~10 秒程度を対象とした特性化震源モデル パラメーター覧

表 2.2-2 設定した地盤モデル※平成 26 年度から変更無し

No.	層厚 (m)	密度 (g/cm ³)	P 波速度 (m/s)	Qp	S 波速度 (m/s)	Qs
1	910	2.00	2880	200	1550	100
2	1000	2.05	3150	400	1700	200
3	1790	2.30	4370	500	2500	250
4	4300	2.40	5130	500	2850	250
5	5000	2.60	5900	550	3300	270
6	4000	2.70	6210	600	3610	300
7	8000	2.75	6410	700	3710	350
8	5000	2.80	6830	800	3950	400
9	-	3.00	7290	1000	4210	500

(2)平成 27 年度事業で実施された動力学的破壊シミュレーション結果

平成 27 年度事業では(1)の 1999 年集集地震の特性化震源モデル(運動学的モデル) に基づき、動力学的破壊シミュレーションが実施されている。

動力学的破壊シミュレーションで必要となる各アスペリティでの応力降下量は、 動力学的モデルの平均すべり量が運動学的モデルと等価になるように試行錯誤的に 求められたものである。

地震発生層での背景領域の応力降下量は0としている。地表から2kmの地震発生 層よりも浅い領域については破壊時に高いエネルギー吸収メカニズムをもつと仮定 されることから、負の応力降下量でパラメータ化されている(例えば、Dalguer *et al.*, 2008²); Pitarka *et al.*, 2009³)。

複数ケースの検討結果、最終モデルでは、モデル全体から見積もられる地震モーメントから換算すると Mw7.52 となり、各アスペリティの平均すべりは北から南へ16.8m、7.0m、4.4m、3.3m、2.0m と見積もられ、対応する応力降下量は17.0MPa、3.0MPa、2.5MPa、2.5MPa、2.5MPaである(図 2.2-3 参照)。

また、図 2.2-4 には、すべり量の分布(左上、図 2.2-3 と同じ)の他に、破壊伝播 時刻(右上)、最大すべり速度(左下)、破壊伝播速度(右下)の分布図を示す。



図 2.2-3 応力降下量分布(右)に対応する動力学的アスペリティ・モデルからの すべり分布(左)



図 2.2-4 すべり量の分布(左上)、破壊伝播時刻(右上)、 最大すべり速度(左下)、破壊伝播速度(右下)の分布図

図 2.2-5 に、動力学的破壊シミュレーション結果より得られたすべり角の分布を、 図 2.2-6 に、図 2.2-3 に示したすべり分布図の拡大図を示し、図 2.2-7 に既往の研究 として、関ロ・岩田(2001)⁴⁾の震源インバージョン結果の水平すべり量およびすべり角 を示す。

まず、すべり角については、動力学的破壊シミュレーションの結果はモデルの深 部、および浅部の端部で解析結果が不安定となっている部分が見られる。その他、断 層の北東端(図の右側)浅部では、有意にすべり角が 60~85 度程度になっている。 しかし、全体的に見れば、断層モデルのほぼ全面で 90 度±5 度の範囲内(無色)になっ ていることがわかる。

一方、関口・岩田(2001)の結果は、モデルの中央から北側(モデルの中央から右側) ですべり量が大きい付近ですべり角が90度より明らかに小さい傾向が見られている。 平成27年度までに実施してきた理論的解析では、これを参考にすべり角を75度に設 定していた。しかしながら、関口・岩田(2001)では、図2.2-8に示すようにモデルの中 央から北側に向かい走向や傾斜を徐々に変えており、最端部では走向は90度変化し ている。一方、これまでの本研究では、動力学的破壊シミュレーションにおけるモデ ル化の制約やより簡単なモデル化を目指し、断層面を1面の矩形で設定している。こ れらの違いがすべり角の違いの要因の一つとして考えられる。

つぎに、すべり量については、モデル南側(図の左側)では概ね動力学的シミュレー ションの結果と関ロ・岩田(2001)の結果は対応していると言えそうであるが、モデル 中央から北側では、SMGA1a付近にすべりが集中し、また、すべり量もかなり大きく なっていることがわかる。逆に SMGA1b、SMGA2 ではすべり量自体は関ロ・岩田(2001) と同等かそれより大きい程度であるが、その分布形状は SMGA1a に引っ張られたよ うであり、関ロ・岩田(2101)に見られる、それぞれの領域中央付近で極大となるよう な分布とはなっていない。

すべり分布については、関ロ・岩田(2001)と同様な結果を得ることが必ずしも最終 目標ではない。しかし、図 2.2-9 図 2.2-10 に例として示すように、北側観測点の解析 結果のうち、EW、UD 成分で観測記録と比較して明らかに大きい。これらを考え合わ せれば、平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーションでは、北側のすべり分布はや や過大である可能性が高い。この点の改善策としては、応力降下量の配分を見直すな どが考えられる。



図 2.2-5 平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーション結果より得られたすべり角の分布



図 2.2-6 平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーション結果より得られたすべり量の分布 (図 2.2-3 の拡大版)



図 2.2-7 関ロ・岩田(2001)による震源インバージョン結果の内、水平すべり量とすべり角





Fig. 2. Fault plane model.

図 2.2-8 関ロ・岩田(2001)による断層面のモデル化



図 2.2-9 平成 25 年度(青)、平成 27 年度(赤)の動力学的破壊シミュレーションによ る解析結果、周期 10 秒程度以下を対象とした理論的手法による解析結果(緑)、及び観測 記録(黒)の変位波形の比較(TCU052)



図 2.2-10 平成 25 年度(青)、平成 27 年度(赤)の動力学的破壊シミュレーションによる解析結果、周期 10 秒程度以下を対象とした理論的手法による解析結果(緑)、及び観測 記録(黒)の変位波形の比較(TCU068)

2.2.3. すべり速度時間関数の確認

(1)はじめに

ここでは、平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーションの結果より、代表的な位置として、図 2.2-11 に示すように各 SMGA の領域の走向方向中心付近の測線を設定し、幅方向に沿ってすべり速度時間関数を抽出し、形状を確認した。

確認に際しては、昨年度までの理論的手法による検討ではすべりを与えていない 地震発生層よりも浅い領域(深度 2km 以浅、断層幅方向 4km 以浅)と、すべりを与 えている SMGA 内のすべり速度時間関数の違いに着目する。



図 2.2-11 すべり速度時間関数を抽出する代表測線の設定

(2)すべり速度時間関数の抽出結果

以降では、各 SMGA の中心を通る測線でのすべり速度時間関数を、SMGA の上端 までは幅方向に 1km 間隔(深さ方向には 500m 間隔)、SMGA の内部以深は幅方向に 2km 間隔(深さ方向には 1km 間隔)で出力し、整理した。

なお、出力したすべり速度時間関数は、3Hz 以上をカットするローパスフィルター を施している。

(i)SMGA1a

図 2.2-12 に SMGA1a の中央の測線でのすべり速度時間関数を示す。なお、SMGA1a では、理論的手法による評価では、ライズタイム: Tr=7.0s、すべり量: 20m の Smoothed Ramp 関数をすべり速度時間関数として設定している。

SMGAの周囲では最初にパルス的形状が見られた後、Kostrov型に類似した形状で すべり速度が徐々に低下していく様子が見られており、全体的な形状としては概ね理 想的と言える。しかし、最初のパルスは理論的手法で設定しているすべり速度時間関 数の振幅レベル(最大 6~7m/s)と比較して非常に大きい。

SMGA の上端付近では、最初のパルス的形状が失われ、なだらかな形状になっている。地表付近では、3km 程度で見られている特徴が徐々に失われ、山が2つ見えるような形状になっている。また、振幅レベルは SMGA 内部同様、やや大きい。

(ii)SMGA1b

図 2.2-13 に SMGA1b の中央の測線でのすべり速度時間関数を示す。なお、SMGA1b では、理論的手法による評価では、ライズタイム: Tr=7.0s、すべり量: 7m の Smoothed Ramp 関数をすべり速度時間関数として設定している。

SMGA より浅部では、明瞭に 2 つの時間差が見られた形状となっている。破壊伝 播時間から考えて、最初の 20 秒程度に見られている部分が、破壊開始点からほぼ一 定の破壊伝播速度に対応するものと言える。後半はその時刻から考えて、北側(例え ば図 2.2-11 では右側)からの反射等による影響と思われる。

動力学的破壊シミュレーションによる解析の再整理の部分でも述べたように、 SMGA1bのすべり量は、SMGA1aの影響を大きく受けていると考えられる。すべり速 度時間関数で見た場合でも、地表から幅方向に9km程度までは、前半と後半が分離さ れているが、それ以深では、2つの波が重なり合ってしまっている。また、幅方向に 2km程度以浅では、明らかに後半の波の振幅レベルが大きくなっており、解析の後半 部分に震源からの直達ではない、計算上生じてしまったような波が、大きな振幅レベ ルで含まれてしまう恐れがあると言える。

さらに、前半の波だけを考えても、ややすべり速度時間関数の振幅レベルが小さ く、震源から進んできた破壊による地震波の振幅レベルはあまり大きくない結果であ ると予想される。

(iii)SMGA2

図 2.2-14 に SMGA2 の中央の測線でのすべり速度時間関数を示す。なお、SMGA2 では、理論的手法による評価では、ライズタイム: Tr=3.0s、すべり量: 3m の Smoothed Ramp 関数をすべり速度時間関数として設定している。

SMGA 内の浅い部分では、Kostrov 型に類似した形状が見られている。本領域の地 表面までの延長上の下盤側に、理論的手法による解析、及び動力学的破壊シミュレー ションで断層直交方向にほぼ等しい EW 成分において、観測記録に見られるパルス波 が表現できていない観測点(TCU075)が存在しているが、表層付近では、やや振幅が小 さく、この波が説明できていない点と関連がある可能性もある。

また、幅方向に 3km では、明瞭にピークが 2 つ見えている。ここから浅い方向に 目を向けると、2km ではピークが 1 つになるが、これは 3km でみられる 2 番目の方 のピークである可能性が高いように見える。2km 以浅では明瞭なピーク自体が見られ なくなる。一方、深い方向に目を向けると、1 番目のピークは 15km まで明瞭見られ るが、2 番目のピークは 5km 以深では不明瞭となり、7km ではほぼ痕跡が消えてい る。

この2番目のピークは、幅方向2kmから3kmが最も出現時刻が早い。その深度から考えると、各層のSMGAより浅い部分の低速度層では破壊伝播速度はSMGA内よりも遅いと考えられるため、この領域の破壊による影響である可能性が考えられ、その影響は深い方向へはあまり大きくない可能性が考えられる。また、この領域では、同様に浅い方向へもあまり影響を与えておらず、結果として、上記のような地表付近のパルス波が説明できていない点とも関係があるのかも知れない。

(iv)SMGA3

図 2.2-15 に SMGA3 の中央の測線でのすべり速度時間関数を示す。なお、SMGA3 では、理論的手法による評価では、ライズタイム: Tr=3.0s、すべり量: 3m の Smoothed Ramp 関数をすべり速度時間関数として設定している。

幅方向に 3~5km では、隣接する SMGA2 と同様に明瞭にピークが 2 つ見えてい る。ここから浅い方向に目を向けると、2km ではピークが 1 つになるが、これは 3km でみられる 2 番目の方のピークである可能性が高いように見える。それ以浅は 2 番目 のピークが、その振幅レベルを維持もしくは増加させて残っており、この領域では SMGA より浅い部分の方が、SMGA 内部よりも振幅レベルが大きくなっている。

この SMGA の深部には全体の破壊開始点である震源が存在している。震源(幅方向 10km)付近では最初のパルスが目立ち、それ以降の Kostrov 型の形状は(パルスの振幅レベルに図の縦軸を合わせていることもあり)不明瞭である。

2km 以浅では明瞭なピーク自体が見られなくなる。一方、深い方向に目を向ける と、1番目のピークは 15km まで明瞭に見られるが、2番目のピークは 5km 以深では 不明瞭となり、7km ではほぼ痕跡が消えている。

本領域の表面までの延長上の下盤側に、理論的手法による解析、及び動力学的破壊 シミュレーションで断層直交方向にほぼ等しい EW 成分において、観測記録に見られ るパルス波が表現できていない観測点(TCU076)が存在している。SMGA2 に対する TCU075 と異なる点としては、SMGA3 では、上述のように浅部まで大きなすべり速度 が与えられること、TCU076 は、SMGA3 の範囲(長さ方向 12km)からやや外れてい ることが挙げられる。これらの相違点が、いずれも断層上端付近の観測点におけるパ ルス波が説明できない点に関係があるかについては、今後の留意点であると言える。

この2番目のピークは、SMGA2と同様に幅方向2kmから3kmが最も出現時刻が 早い。その深度から考えると、各層のSMGAより浅い部分の低速度層では破壊伝播速 度は SMGA 内よりも遅いと考えられるため、2 番目のピークはこの領域の破壊による 影響である可能性が考えられる。また、その影響は深い方向へはあまり大きくない可 能性が考えられる。ただし、上述のように、SMGA3 では SMGA2 とは異なり、浅い方 向へはある程度影響を与えていると考えられる。

(v)SMGA4

図 2.2-16に SMGA4 の中央の測線でのすべり速度時間関数を示す。なお、SMGA4 では、理論的手法による評価では、ライズタイム: Tr=3.0s、すべり量: 2m の Smoothed Ramp 関数をすべり速度時間関数として設定している。

この領域については、平成27年度の検討により、破壊開始点は震源から最も近い 地点ではなく、SMGA領域の深部中央に設定された。そのため、動力学的破壊シミュ レーションでも、様々な工夫の結果、深部から破壊が始まるような設定が行われ、結 果としてそれが実現されている。

SMGA4の最深部で破壊が始まった時点では、ほぼパルス的な成分のみしか見えない状況であるが、浅部に破壊が伝わるにつれ、パルス的な成分の振幅も大きくなり、 その後ろに Kostrov 型のようななだらかな形状が見られ始めている。幅方向に 11km の地点では、一旦最初のパルス的成分の振幅が小さくなり、後続側の方の振幅レベル と変わらないレベルとなっているため、すべり速度時間関数の形状が、台形〜矩形の ようになっている。

このような形状になっているのは、SMGA2、SMGA3と同様に、幅方向4km、5km から明瞭に2つのピークが見られており、後半のピークは、浅い方から深い方へ伝播 している様相が見られている。この後半のピークが上述の台形〜矩形のような関数形 状に寄与していると考えられる。

また、この領域でも、3km ではピークが 1 つになり、それ以浅は 2 番目のピーク が、その振幅レベルを維持もしくは増加させて残っており、最浅部でほぼ最大振幅レ ベルになっている。さらに、この領域については、理論的手法による評価では、その 他 4 領域と比較して、最も小さいすべり量を与えている。このことから考えると、こ の領域の浅部では、SMGA2、SMGA3 とほぼ振幅レベルが変わらないため、この領域 の浅部のすべり速度時間関数の振幅レベルはやや過大である可能性がある。



図 2.2-12 平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーションによるすべり速度時間関数 (SMGA1a 中央)



図 2.2-13 平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーションによるすべり速度時間関数 (SMGA1b 中央)



図 2.2-14 平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーションによるすべり速度時間関数 (SMGA2 中央)



図 2.2-15 平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーションによるすべり速度時間関数 (SMGA3 中央)



図 2.2-16 平成 27 年度の動力学的破壊シミュレーションによるすべり速度時間関数 (SMGA4 中央)

2.2.4. 周期 10 秒程度以上の説明性向上のための検討

(1)はじめに

前項の結果を参考にして、理論的手法により地震発生層よりも浅部にすべりを与 えた解析を実施し、観測記録との比較を行うことにより、周期 10 秒以上の説明性を 向上させる可能性の検討を行った。

対象とする観測点は、過年度業務の理論的手法による評価結果において、周期 10 秒以上の説明性が不足している観測点を抽出した。

(2)観測点の選定

観測点の選定は、上述のように、過年度業務の理論的手法による評価結果において、周期 10 秒以下の説明性はある程度担保されているものの、周期 10 秒以上の説明 性が不足している点を考慮した。

また、ここでは、非常に地表に近い地点の検討を行うことになるため、実際の断層 形状とモデルとの形状の違いも影響として強く含まれてしまう可能性がある。図 2.2-17 に関ロ・岩田(2001)で示されている車籠埔断層の地表トレースと震源断層モデ ルの比較を示す。本研究では、断層の矩形形状は、この関ロ・岩田(2001)の形状を踏 襲している。図 2.2-17 より、実際の断層の地表トレースは非常に複雑であるが、震源 断層モデルは1面の矩形で表現している。そのため、実際の断層と形状がずれている 地点も多く存在することがわかる。

以上の点を考慮し、図 2.2-18 に示す、比較的実際の断層の地表トレースと震源断 層位置・走向(3°)が大きくずれていないと判断される断層中心付近の領域を選定し た。さらに、この領域付近の観測点より、以下の3観測点を選定した。

①TCU075(図 2.2-19 参照)、②TUC076(図 2.2-20 参照) 選定理由

◆ モデル上の断層の地表トレースから下盤側(西側)に 1km 未満と、地表トレー スの極近傍に位置する

- ◆ 観測記録の EW 成分に見られる特徴的なパルス波が表現できていない
- ◆ 上記との関連もあるためか、特に EW 成分の 0.1Hz 以下の帯域でフーリエスペ クトルの振幅レベルが大きく不足しており、説明できていない
- ◆ 観測点は SMGA2、SMGA3 の極近傍であり、それ以外の SMGA の影響は小さいと考えられるため、検討を単純化できることが期待される

③TCU071 (図 2.2-21 参照)

選定理由

- ◆ モデル上の断層の地表トレースから上盤側に約 7km と、明瞭な上盤側では地 表トレースに近い位置である。
- ◆ 本観測点は SMGA2 の極近傍であり、それ以外の SMGA の影響は小さいと考えられるため、検討を単純化できることが期待される
- ◆ 特に水平成分の0.1Hz以下の帯域でフーリエスペクトルの振幅レベルが大きく 不足しており、説明できていない



図 2.2-17 車籠埔断層と震源断層モデルとの関係 (関ロ・岩田(2001)より引用、本研究の震源断層モデルはこの矩形を踏襲している)



図 2.2-18 本項での比較対象とした観測点を抽出するエリアの選定結果(赤点線枠)



図 2.2-19 TCU075の位置と震源断層モデルとの関係(上)、平成27年度事業における理論的手法による評価結果のうち、速度波形(中)、速度フーリエ振幅スペクトル(下)



図 2.2-20 TCU076の位置と震源断層モデルとの関係(上)、平成27年度事業における理論的手法による評価結果のうち、速度波形(中)、速度フーリエ振幅スペクトル(下)


図 2.2-21 TCU071の位置と震源断層モデルとの関係(上)、平成27年度事業における理論的手法による評価結果のうち、速度波形(中)、速度フーリエ振幅スペクトル(下)

(3)検討方針

本項での検討は、より長周期側の説明性を向上させることを目的とし、地震発生層 (ここでは深度 2km 以深とする)よりも浅部のすべりに着目した解析を理論的手法(波 数積分法⁵)により実施する。

動力学的破壊シミュレーションより得られた SMGA2、SMGA3 の中心位置におけ る幅方向 2km, 3km のすべり速度時間関数を参考にしたすべり速度時間関数を設定し、 地震発生層より浅部をすべらせることとした。このように考えた理由は、ここまでに 確認してきた動力学的破壊シミュレーションの結果、および抽出したすべり速度時間 関数を見ると、地表付近は乱れが生じている可能性が否定できず、また、深い方は SMGA の影響をより強く受けていると考えられるためである。そこで、概ね地震発生 層より浅部として取り扱う領域(深度 0~2km、幅方向 0km~4km)の中間付近で代表 させることとした。また、対象とした観測点は SMGA2 と SMGA3 からの寄与が支配 的であるため、これらから得られたものだけを参考とした。

設定するすべり量は、図 2.2-22 に示す動力学的破壊シミュレーション結果や図 2.2-23 に示す関ロ・岩田(2001)より、SMGA2、SMGA3 の上端から地表までの間は、か なり大局的に見た場合、平均的に 3m 程度のすべり量であると判断して、以降で設定 するすべり速度時間関数により約 3m が設定されるようにすることとした。



図 2.2-22 平成 27 年度事業の動力学的破壊シミュレーション結果による最終すべり量



図 2.2-23 関口・岩田(2001)の震源インバージョン結果によるすべり量

(4)条件設定

すべり速度時間関数は、図 2.2-24 に示すようにパルス的な部分はあまり参考にし 過ぎないように、Smoothed Ramp 関数 2 組で設定した。設定結果は表 2.2-3 に示すと おりであり、すべり量は前述の 3m 程度の範囲を意識しつつ、組み合わせ後の関数の 形状を重視して試行錯誤的に設定した結果、合計 2.6m となった。

このすべり速度時間関数を設定する範囲は、長さ方向の設定範囲を限定できる情報が少ないことから、地震発生層より浅部の全面(長さ 78km、幅 4km)とした。破壊伝播速度は、SMGAと同じ 2.5km/s とした。この設定とすると、表 2.2-2 に示すとおり、浅部 2km の S 波速度は 2km/s 未満のため、Super shear 状態となる。破壊開始点は全体と同一とし、すべり角は、図 2.2-5 も参考にして一律 90°とした。

以上を整理して、地震発生層よりも浅部の条件を加えた、理論的手法に用いるパラ メーター覧を表 2.2-4 に示す。地震発生層よりも浅部を加えることにより、地震モー メントは、1.27×10²⁰ N·m となった。地震発生層よりも浅部を加える前の SMGA 全地 震モーメントは 1.18×10²⁰ N·m であったため、約 1.08 倍に増加したことになる。また、 Grobal CMT⁶による地震モーメントは 3.38×10²⁰ N·m と推定されているため、地震発 生層よりも浅部を加える前の地震全体に対する地震モーメントの割合は約 35%で あったのに対し、地震発生層よりも浅部を加えることにより、地震全体に対する地震 モーメントの割合は約 38%に増加する。

以上のように、地震発生層よりも浅部を加えたことによる地震モーメントの変動 はそれほど大きいものでは無いと判断される。



図 2.2-24 地震発生層よりも浅部に設定したすべり速度時間関数(緑色)

	関数形	ライズタイム Tr (s)	すべり量(m)	時間遅れ(s)	
前半	Smoothed Ramp	1.4	0.6	0.0	
後半	Smoothed Ramp	3.6	2.0	0.8	

表 2.2-3 設定したすべり速度時間関数の諸元

パラメータ	単位	SMGA1a	SMGA1b	SMGA2	SMGA3	SMGA4	地震発生 層より 浅部	全体
走向	deg.	N3°E	N3°E	N3°E	N3°E	N3°E	N3°E	
傾斜角	deg.	30	30	30	30	30	30	
長さ	km	15	12	12	12	10	78	
幅	km	10	21	12	10	20	4	
面積	km ²	150	252	144	120	200	312	1,178
平均すべり量	m	20	7	3	3	2	2.6	
地震モーメント	Nm	5.33×10 ¹⁹	3.96×10 ¹⁹	9.09×10 ¹⁸	7.06×10 ¹⁸	8.86×10 ¹⁸	9.40×10 ¹⁸	1.27×10^{20}
モーメント マグニチュード	_	7.08	7.00	6.57	6.50	6.56	6.58	7.34
破壊伝播速度	km/s	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	
ライズタイム	s	7.0	7.0	3.0	3.0	3.0	前半:1.4 後半:3.6	
すべり角	deg.	75	75	90	90	75	90	
上端深さ	km	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	0.0	
破壞遅延時間	s	15.8	10.8	2.8	0.0	8.4	0.0	

表 2.2-4 理論的手法に用いる特性化震源モデルのパラメーター覧

(5)解析結果の考察

はじめに、地震発生層よりも浅部のみを滑らせた解析結果として TCU075 での速 度波形を図 2.2-25 に示す。TCU75 の EW 成分では、地震発生層よりも浅部を滑らせ たことにより、観測記録と類似したパルス波が生成されたことがわかる。

そこで、次に平成 27 年度事業の設定による SMGA を滑らせた場合の解析結果と時 間差を考慮して足し合わせ、観測記録との比較を行った。図 2.2-26、図 2.2-27 に TCU075、TCU076の速度波形による比較を、図 2.2-28、図 2.2-29 に TCU075、TCU076 の変位波形による比較を、図 2.2-30 に TCU071 での速度波形による比較を、図 2.2-31 に TCU075、TCU076、TCU071 の速度フーリエ振幅スペクトルによる比較を示す。

TCU075、TCU076の速度波形を見ると、EW 成分は観測記録にやや類似したパルス 波が表現されたが、最大振幅は観測記録の半分程度に留まっている。同様に TCU075、 TCU076の変位波形を見ると、これまでの SMGA のみの解析では全く表現できなかっ た EW 成分の観測記録に見られる永久変位が解析からも表現できるようになってい ることがわかる。EW 成分で図中の時刻 10 秒付近に見られる永久変位の始まりと見 られる部分の振幅レベルは不足しているが、最終的に落ち着く永久変位の値にはかな り近い値が得られていることがわかる。また、この時刻の振幅の増加の傾向を見ると、 観測記録に対し解析結果はやや上昇角度が緩いことがわかる。同様に速度波形に戻っ ても、今回新たに生成できたパルス波の幅は、観測記録に対してやや長いことがわか る。これらのことから、すべり速度時間関数の設定を、擬似的に与えられるライズタ イムがもう少し短くなるような設定とした方が、より観測記録に近い結果が得られる 可能性も考えられる。

一方、TCU071では、地震発生層よりも浅部を滑らせたことによる影響はほぼ無く、 観測記録に対する説明性を向上させることができていないことがわかる。この要因と しては、TCU071は断層の上端から直線距離で7km程度離れているため、断層面で考 えれば、幅方向に14km離れている地点となる。そのため、すべり速度時間関数の分 析の際にも見られたように、ここまで深い部分まで、地震発生層よりも浅部で生じた すべりの影響が届いていない可能性が考えられる。その他、方位による影響なども考 えられるため、周囲の観測点も含めた考察が今後必要である。

同様に3 観測点の解析結果によるフーリエ振幅スペクトルを見ると、TCU075、 TCU076では、SMGAのみを滑らせた場合の結果と比較して、特に波形の改善が見ら れた EW 成分のフーリエ振幅が大幅に改善し、観測記録にかなり近づいていることが わかる。ただし、NS 成分ではほとんど改善が見られなかった。これは、断層の走向が 3°と、ほぼ南北方向走向となっている状況に対し、すべり角を一律 90°と与え、さら に破壊開始点を全体の震源に設定していることから、これらの観測点では、波の重な り合わせが生じにくい位置条件にあることも挙げられる。実際の断層の走向はもっと 複雑であることも要因の一つと考えられるが、すべり角の与え方や破壊開始点につい ては検討の余地があることを示しているとも言える。

最後に、地震発生層よりも浅部のすべりの与え方の一検討として、図 2.2-32 の上 段に示すようなモデルの変化を与えた解析を実施した。同図中の①のケースは、これ まで説明してきた、本研究での震源断層モデルで与えられる断層の長さ 78km、幅 4km の地震発生層よりも浅部を全面的に滑らせた場合であり、上述のような事前に期待さ れるような結果がある程度得られた条件である。これに対し、ここで検討対象となっ ている3観測点に影響を与えるSMGA2、SMGA3の長さの範囲のみ、地表まですべり を与える条件(②がSMGA2の浅部のみ、③がSMGA3の浅部のみ)とした場合に、 TCU075、TCU076の両観測点での評価結果がどのように変化するかを比較したもので ある。

TCU075 は前述のように SMGA2 の幅の範囲のみ地表まで延長したとしても、その 範囲内に観測点が含まれる。つまり、SMGA2 の幅の範囲のみ地表まで延長しても、 観測点の極近傍前面が滑ることになる。しかし、TCU076 は TCU075 と似たような条 件にはあるものの、SMGA2 および SMGA3 のそれぞれについて、幅の範囲のみ地表 まで延長したとしても、極近傍の前面が滑ることにはならない、という条件の違いが ある。

これらの解析結果を見ると、TCU075 では、①と②の条件で、得られる解析結果に は大差が無いことがわかる。一方で TCU076 では、②と③の条件では、全く EW 成分 にパルス波は生成されていないことがわかる。このことは、地震発生層よりも浅部を 滑らせたことによる効果は、かなり極近傍の狭い範囲が活動することの影響のみを受 けている可能性があることを示唆し、近地項の影響を強く受けている可能性があると 言える。

ただし、前述のように、今回の解析ではすべり角を 90°に固定している上に、破壊 開始点を震源に置いていることから、観測点の極近傍にあっても、EW 成分で波の重 なりあわせが生じにくい条件での解析となっている点には留意が必要である。



図 2.2-25 地震発生層よりも浅部のみを滑らせた場合の TCU075 の速度時刻歴波形



図 2.2-26 地震発生層よりも浅部を滑らせたことによる評価結果と観測記録との比較 (速度波形、TCU075)



図 2.2-27 地震発生層よりも浅部を滑らせたことによる評価結果と観測記録との比較 (速度波形、TCU076)



図 2.2-28 地震発生層よりも浅部を滑らせたことによる評価結果と観測記録の比較 (変位波形、TCU075)



図 2.2-29 地震発生層よりも浅部を滑らせたことによる評価結果と観測記録の比較 (変位波形、TCU076)



図 2.2-30 地震発生層よりも浅部を滑らせたことによる評価結果と観測記録との比較 (速度波形、TCU071)



図 2.2-31 地震発生層よりも浅部を滑らせたことによる評価結果と観測記録の比較 (速度フーリエ振幅スペクトル、上:TCU075、中:TCU076、下:TCU071)



図 2.2-32 滑らせる領域の違いによる比較 上:領域の解説図、中:TCU075、下:TCU076

2.2.5. 1999 年集集地震を対象とした特性化震源モデルの検討のまとめ と課題

(1)まとめ

- ・ 周期 10 秒以上(0.1Hz 以下)の説明性の向上を目的に、動力学的破壊シミュレー ションの結果を参考にした設定を用いて、理論的手法により地震発生層よりも浅 部を滑らせた解析を行った。
- その結果、断層上端に近い下盤側の観測点では、周期 10 秒以下にはあまり影響 は与えない状態で、周期 10 秒以上の説明性を向上できる可能性があることがわ かった。
- 1999 年集集地震の断層上端部付近の観測点に見られるパルス波は、観測点の極 近傍の浅部領域のすべりによる影響が大きい可能性があることがわかった。

(2)課題

- 今回対象としていない断層上端付近の観測点や、説明性が向上しなかった上盤側 観測点についても、同様の検討や要因の分析により周期 10 秒以上の長周期側の 説明性が向上する可能性があるかを確認する必要があると考えられる。
- さらに、同様な検討をその他の地震についても実施し、検討を積み重ねることで、
 理論的手法で動力学的破壊シミュレーションに近い結果を得ることができるような地震発生層よりも浅い部分を滑らせるための設定方法を検討していくことが重要であると考えられる。

2.3. 2010 年 Darfield 地震

原子力規制庁の平成 27 年度事業(「平成 27 年度 原子力施設等防災対策等委託費 (断層変位評価手法の検討)」)では、2010年 Darfield 地震(ニュージーランド、横ずれ 断層タイプ)を対象に特性化震源モデルの構築が行われた。本項では、平成 27 年度事業 で構築した特性化震源モデルを基に、観測記録のより再現性の高い特性化震源モデルに 改良する。

2.3.1. 2010 年 Darfield 地震の概要

2010年 Darfield 地震は現地時刻の 2010年9月4日4時35分(UTC: 2010年9月 3日16時35分)にニュージーランド第2の都市であるクライストチャーチの西方約 40kmに位置するダーフィールド近郊で発生した地震である(池田・他, 2012)。Quigley et al. (2012)によると、この地震により地表に最大約5m近くに達する右横ずれの変位 が東西に約30kmにわたって現れた。図 2.3-1にQuigley et al. (2012)による地表変位 を示す。図中の赤色の実線が地表トレース位置で、上側の数値が水平方向の右横ずれ のオフセット量、下側の数値が上下方向のオフセット量を表す。

この地震の震源メカニズム解を図 2.3-2 に示す。GeoNet データを用いた GNS Science では北東-南西走向の逆断層センス、遠地記録を用いた USGS によるセント ロイドモーメントテンソル解は地表に現れた Gleendale 断層の変位に対応する東西走 向の右横ずれのセンスである。Gledhill *et al.* (2010)や池田・他 (2012)によると、両者 の解析の違いは解析に使用した観測データの違いに依存したものである。USGS の解 析は、遠地地震データを基に解析を行っているため地震活動全体を包絡するような結 果である。一方、GNS Science の解析は、震源域付近のデータを基に断層破壊の初期 フェーズの性状をモデリングすることに注目した解析である。両者の解析結果から、 この地震は最初に震源付近で北東-南西走向の断層面で逆断層センスの運動を行い、 その後、東西走向の Gleendale 断層に破壊が乗り移ったと考えられる。



図 2.3-1 2010 年 Darfield 地震の地表変位 (Quigley *et al.*, 2012)。赤色の実線は Greendale 断層の地表トレース位置、上側の数値は右横ずれのオフセット量、下側の数 値は上下方向のオフセット量、赤色の星印は Darfield 地震の震央を表す。



図 2.3-2 2010 年 Darfield 地震の震源メカニズム解(池田・他, 2012)。GN1 は
 GeoNet の初動解、GN2 は GeoNet の広域モーメントテンソル解、USGS はセントロイド
 モーメントテンソル解、黄色の星印は震央を表す。

2.3.2. 平成 27 年事業による特性化震源モデルの概要と課題

平成 27 年度事業において構築した特性化震源モデル(以降、「H27 年度モデル」 と呼ぶ)の概要は以下の通りである。

遠地記録を用いた震源インバージョン (Heyes, 2010) で得られた断層面上のすべり 分布を参考に、震源断層周辺の複数観測点の広帯域地震動(0.1 ~ 10 秒)を説明で きる特性化震源モデルの構築を行った。具体的な構築手順は次に示す2ステップで検 討した。

- 長周期(2~10秒)を対象にした特性化震源モデルの構築
 Heyes (2010)のすべり分布を参考に、震源断層周辺の周期2~10秒の特徴的な観測波形が理論的手法(Hisada and Bielak, 2003)による合成波形で再現できるよう、試行錯誤によるフォワードモデリングで特性化震源モデルの構築を行った。地下構造モデルは全観測点で共通のモデル(Guidotti et al., 2011)を用いた。
- 2) 短周期(0.1 ~ 2 秒)を対象にした特性化震源モデルの構築
 1)で構築した特性化震源モデルとほぼ同様のパラメータを用いて、震源断層周辺の周期 0.1 ~ 2 秒の観測波形と経験的グリーン関数法による合成波形の比較を行い、観測波形を概ね再現できることを確認した。

以上のステップで、震源断層周辺の複数観測点の広帯域地震動(0.1 ~ 10 秒)を 説明できる特性化震源モデル(H27 年度モデル)を構築した。構築した特性化震源モ デルを図 2.3-3 に示し、そのパラメータを表 2.3-1 に示す。理論的手法で用いた地下 構造モデルを表 2.3-2 と図 2.3-4 に示す。図 2.3-5 に観測速度波形と理論的手法によ る合成速度波形の比較、図 2.3-6 に観測速度波形と経験的グリーン関数法による合成 加速度波形の比較、図 2.3-7 に観測速度波形と経験的グリーン関数法による合成 速度 波形の比較を示す。H27 年度モデルや観測波形と合成波形の比較より、平成 27 年度 事業の報告書で指摘された課題、およびそれ以外のいくつかの課題が挙げられる。以 下に、本検討で特性化震源モデルの改良する際に着目した課題を示す。

- アスペリティの破壊開始点が浅部にある 通常の破壊伝播を考えると破壊開始点はアスペリティの深部に設定するのが 一般的と考えられるが、図 2.3-3 より H27 年度モデルの東側のアスペリティ 2 の破壊開始点はアスペリティの浅部に設定されている。このような破壊開始点 の設定は説明が難しい。
- 2) 速度波形のパルス幅が過小評価の観測点(TPLC、ROLC)がある 図 2.3-8に震源断層近傍の観測点の観測速度波形と理論的手法による速度波形の比較を示す。これらの観測点のうち、RHSC、TPLC、LINC、ROLCの観測波形のNS成分はEW成分の約2倍の大振幅の明瞭なパルスが見られる。NS成分は断層直交方向に対応し、NS成分の大振幅はForward Directivity効果によるものと考えられる。LINC 以外の観測点の合成波形は大振幅のパルスを概ね再

現できている(LINC の再現性が芳しくない点は以下の 3)で示す)。しかし、 詳細に見ると、TPLC と ROLC の合成波形のパルス幅は観測波形よりもやや短 めである。

- 水平 2 成分の最大速度値の関係性が観測と合成で整合していない観測点 (LINC)がある
 LINC やその付近の観測点(RHSC、TPLC、ROLC)のNS成分の観測の最大速 度値は EW 成分の 2 倍程度を有し(図 2.3-8)、これは前述の通り Forward Directivity 効果によるものと考えられる。LINC 以外の合成波形は観測で見ら れたような傾向を概ね再現できているが、LINC のみが再現性が良くない。
- 4) アスペリティの位置と地表地震断層の位置や余震分布の不整合の影響を受けている観測点(HORC)がある
 図 2.3-9に H27 年度モデルの地表投影と地表地震断層の位置、余震分布との比較を示す。断層中央のアスペリティ1と東側のアスペリティ2は地表地震断層の位置や余震分布と概ね整合しているが、西側のアスペリティ3は整合していない。このため、HORCの再現性が芳しくないと考えれらる(図 2.3-8)。

本検討では、これらの課題解決を試み、観測記録の再現性の高い特性化震源モデルの改良を行う。



(a) H27 年度モデルの地表投影と Darfield 地震発生後 1 ヶ月間の余震分布。グレー色の矩形は Heyes (2010)が仮定した断層面の地表投影、黒色の矩形は Heyes (2010)のすべり分布を参考に Somerville *et al.* (1999)の規範に従ってトリミングした断層面の地表投影、三角印は検討に用いた観測点を表す。





表 2.3-1 H27 年度モデルのパラメータ (a) 長周期(周期2~10秒)

パラメータ	== =	単位	ASP1	ASP2	ASP3		/*** =#z		
(H27)	記号		(中央)	(東側)	(西側)	全ASP	佩考		
走向	θ	0	85.14	85.14	85.14	-	Heyes(2010)		
傾斜角	δ	0	82.21	82.21	82.21	-	Heyes(2010)		
上端深さ	Hs	km	2	4	2	-	H27年度成果		
長さ	L	km	8	12	10	-	H27年度成果		
幅	W	km	10	10	8	-	H27年度成果		
面積	S	km ²	80	120	80	280	H27年度成果		
すべり量	D	m	2.5	2.5	2.0	-	H27年度成果		
地震モーメント	M_0	Nm	6.48E+18	9.73E+18	5.19E+18	2.14E+19	$M_0 = \mu DS(*)$		
破壊伝播速度	Vr	km/s	2.4	2.4	2.4	-	Vr=0.72β(β=3.4km/sを仮定)		
ライズタイム	T,	S	2.4	1.6	2.4	-	H27年度成果		
すべり角	λ	0	180	180	180	-	右横ずれを仮定		
破壊遅延時間	-	s	6.8	11.2	8.6	-	H27年度成果		
α 0.58 0.38 0.72 - α=Tr/(W/Vr)									
地震モーメントを求める際、 μ =3.24×10 ¹⁰ N/m ² を仮定($ ho$ と eta は用いた地下構造モデルの深度5000m以深の値を用いた)									
本表のASP1は平成27年度事業報告書のASP1-1に対応し、本表のASP3は平成27年度事業報告書のASP1-2に対応している。									

(b) 短周期(周期 0.1 ~ 2 秒)

パラメータ (H27)[EGF]	記号	単位	SMGA1 (中央)	SMGA2 (東側)	SMGA3 (西側)	全SMGA	備考		
走向	θ	0	85.14	85.14	85.14	-	長周期と同一		
傾斜角	δ	0	82.21	82.21	82.21	-	長周期と同一		
上端深さ	H _s	km	2	4	2	-	長周期と同一		
長さ	L	km	8	12	10	-	長周期と同一		
幅	W	km	10	10	8	-	長周期と同一		
面積	S	km ²	80	120	80	280	長周期と同一		
地震モーメント	D	m	6.48E+18	9.73E+18	5.19E+18	2.14E+19	長周期と同一		
破壊伝播速度	M ₀	Nm	2.4	2.4	2.4	-	長周期と同一		
ライズタイム	T,	km/s	1.0	1.2	1.0	-	H27年度		
α	-	-	0.24	0.29	0.30	-	$\alpha = Tr/(W/Vr)$		
重ねあわせ数(長さ方向)	NX	-	5	7	6	-	L/1.7		
重ねあわせ数(幅方向)	NW	-	6	6	5	-	W/1.7		
重ねあわせ数(時間方向)	NT	-	5	6	5	-	H27年度		
応力降下量比	с	-	1.53	1.37	1.23	-	$M_0/m_0 = c \times NX \times NW \times NT$		
応力降下量	Δσ	MPa	20.7	18.5	16.6	18.6	c×Δσ _{EGF} (全SMGAはここでは平均値とした)		
本表のSMGA1は平成27年度事業報告書のSMGA1-1に対応し、本表のSMGA3は平成27年度事業報告書のSMGA1-2に対応している。									

	Depth			Thickness	$V_{ m p}$	$V_{ m s}$	ρ	0	μ
		(m)		(m)	(m/s)	(m/s)	(kg/m^3)	Q	(N/m^2)
1	0	—	300	300	600	300	1700	70	1.53×10^{8}
2	300	—	750	450	1870	1000	2000	100	2.00×10^{9}
3	750	—	1500	750	2800	1500	2300	100	5.18×10^{9}
4	1500	—	5000	3500	5000	2890	2700	200	$2.26 imes 10^{10}$
5	5000	—	20000	15000	6000	3465	2700	250	3.24×10^{10}

表 2.3-2 理論的手法で用いた地下構造モデル(Guidotti et al., 2011) (µは ρVs²で算出)



図 2.3-4 理論的手法で用いた地下構造モデル (Guidotti et al., 2011)



図 2.3-5(1) 速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、理論的手法)を表 す。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-5(2) 速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、理論的手法))を 表す。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-5(3) 速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、理論的手法)を表 す。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-6(1) 加速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、経験的グリーン 関数法)を表す。0.5 ~ 10 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-6(2) 加速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、経験的グリーン 関数法)を表す。0.5 ~ 10 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-6(3) 加速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、経験的グリーン 関数法)を表す。0.5 ~ 10 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-7(1) 速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27 年度モデル、経験的グリーン関数法)を表す。0.5 ~ 10 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-7(2) 速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27 年度モデル、経験的グリーン関数法)を表す。0.5 ~ 10 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-7(3) 速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、経験的グリーン関数法)を表す。0.5 ~ 10 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-8 震源断層近傍の観測点の速度波形の比較。黒は観測、青は合成(H27年度モデル、理論的手法)を表す。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-9 H27 年度モデルの地表投影と地表地震断層の位置(Quigley et al., 2010)、余震分布(2010年 Darfield 地震発生後1ヶ月間)の比較
 (図中の ASP1 は平成 27 年度事業報告書の ASP1-1 に対応し、図中の ASP3 は平成 27 年度事業報告書の ASP1-2 に対応している)

2.3.3. 特性化震源モデル構築の改良

本項では、前項で示した課題の解決を試み、観測記録の再現性の高い特性化震源モ デルの改良を行う。その方法は、H27年度モデルの構築時と同様に、まずは長周期(2 ~ 10秒)を対象に理論的手法による合成波形で観測記録の再現性が高まるように、 フォワードモデリングで試行錯誤により特性化震源モデルの改良を行う。次に、改良 した特性化震源モデルを参考に、短周期(0.1 ~ 2秒)を対象に経験的グリーン関数 法による合成波形と観測波形の比較を行う。

図 2.3-10に試行錯誤により得られた特性化震源モデル(以降、「H28 年度モデル」 と呼ぶ)を示し、そのパラメータを表 2.3-3 に示す。Central Segment や East Segment に対応する断層面の幾何形状は Heyes (2010)を参考にし、基準点は東経 171.0709 度、 南緯 43.5989 度、上端深さは 0 km を仮定した。West Segment に対応する断層面の幾 何形状は Atzori *et al.* (2012)を参考にし、基準点は東経 171.0721 度、南緯 43.5992 度、 上端深さは 0 km を仮定した。理論的手法で用いたすべり速度時間関数は Smoothed Ramp 関数を用いた。経験的グリーン関数として用いる小地震は平成 27 年度事業と 同じであり、そのパラメータを表 2.3-4 に示す。H28 年度モデルは、東側のアスペリ ティ 2 の破壊開始点は深部に設定し、西側のアスペリティ 3 は地表地震断層の位置や 余震分布と整合している。図 2.3-11 に Somerville *et al.* (1999)による地震モーメント とアスペリティの総面積の関係に H28 年度モデルで得られた値を示す。ここでの地震 モーメントは Heyes (2010)と GCMT の 2 種類を採用している。図 2.3-12 に宮腰・他 (2015)による国内の内陸地殻内地震の SMGA の応力降下量に H28 年度モデルの応力 降下量を示す。ともに、既往の経験式と概ね整合している。

図 2.3-13 に対象にした全 20 観測点の観測速度波形と理論的手法による合成速度 波形の比較を示す。合成波形は H27 年度モデル、H28 年度モデルの両モデルの結果を 示す。図 2.3-14、図 2.3-15、図 2.3-16 に特性化震源モデル改良の際に着目した観測 点(TPLC、ROLC、LINC、HORC)の観測速度波形と理論的手法による速度波形の比 較を示す。

図 2.3-14 に TPLC と ROLC の比較を示す。これらの観測点は、H27 年度モデルに よる合成波形の NS 成分のパルス幅が観測に比べて短かったが、H28 年度モデルによ る合成波形のパルス幅が長くなり観測波形に近づいていることが分かる。

図 2.3-15 に LINC の比較を示し、表 2.3-5 に水平 2 成分の最大速度値を示す。LINC の観測波形は NS 成分に大振幅のパルスが見られ、その最大値は EW 成分の 2 倍程度 であった。H27 年度モデルによる合成波形の NS 成分は EW 成分よりも小さかったが、 H28 年度モデルによる合成波形の NS 成分は EW 成分よりも大きくなっていることが 分かる。観測の 2 倍程度までは再現できていないが、NS 成分が EW 成分よりも有意 に大きい傾向は再現できている。

図 2.3-16 に HORC の比較を示す。HORC は断層面西側のアスペリティ 3 の影響を 強く受けると考えられる。H27 年度モデルによる NS 成分の位相は観測を再現できて いなかったが、H28 年度モデルでは観測の再現性がわずかに高まったと言える。

これらの観測点以外については、LRSC で H27 年度モデルの EW 成分の 20 秒前後 に比較的大きな振幅があったが、H28 年度モデルでは小さくなり観測に近づいている ことが確認できる。RPZ で H27 年度モデルの NS 成分に比較的大きな振幅があった が、H28年度モデルでは小さくなり観測に近づいていることが確認できる。MAYCも H28年度モデルの方が観測の再現性が高いことが分かる。LRSC、RPZ、MAYCはい ずれも断層面西側の観測点であり、アスペリティ3の幾何形状を地表地震断層の位置 や余震分布を整合させたことにより影響が高いと考えられる。また、断層極近傍に位 置し、100 cm/s 程度の大振幅を記録した GDLC は H28年度モデルでも再現性は維持 されていることが確認できる。

図 2.3-17、図 2.3-18 に観測波形と H28 年度モデルによる経験的グリーン関数法に よる合成波形の比較を示す。図 2.3-17 は加速度波形、図 2.3-18 は速度波形である。 図中の LRSC、DORC、MAYC は経験的グリーン関数として用いる小地震記録がない ため合成波形はない。図より、H28 年度モデルによる ROLC の速度波形は再現性が向 上しているが、全体的には H27 年度と H28 年度の両モデルによる合成波形に顕著な 違いは見れらない。HORC は H28 年度モデルによる理論的手法を用いた合成波形は再 現性が向上したが、経験的グリーン関数法を用いた合成波形は加速度、速度ともに過 小評価である。LINC も明らかに過小評価である。このように、一部の観測点で再現 性が依然として芳しくない。この理由として、本検討では全ての SMGA に対して共通 の1 個の小地震を適用していることが考えられ、SMGA 毎に適切な小地震を適用する ことができれば、観測波形の再現性が向上できる可能性がある。


(a) H28 年度モデルの地表投影と Darfield 地震発生後 1 ヶ月間の余震分布。黒色の矩形は断層面の地表投影、三角印は検討に用いた観測点を表す。



(b) 断層モデル図

図 2.3-10 H28年度モデル

表 2.3-3 H28 年度モデルのパラメータ (a) 長周期(2~10秒)

パラメータ	== -	用任	ASP1	ASP2	ASP3	全ASP	供 书
(H28)	記方	里位	(中央)	(東側)	(西側)		加考
走向	θ	0	85	85	307	-	Heyes(2010)や余震分布等を参考
傾斜角	δ	0	82	82	65	-	Heyes(2010)や余震分布等を参考
上端深さ	Hs	km	3	4	2.7	-	本検討
長さ	L	km	16	6	5	-	本検討
幅	W	km	9	10	5	-	本検討
面積	S	km ²	144	60	25	229	本検討
すべり量	D	m	2.5	2.5	2.0	-	本検討
地震モーメント	M ₀	Nm	1.17E+19	4.86E+18	1.62E+18	1.82E+19	$M_0 = \mu DS(*)$
破壊伝播速度	Vr	km/s	2.4	2.4	2.4	-	Vr=0.72 β
ライズタイム	T _r	S	2.4	2.4	1.2	-	本検討
すべり角	λ	0	180	180	180	-	右横ずれを仮定
破壊遅延時間	-	S	7.0	11.6	9.8	-	本検討
α	-	-	0.64	0.58	0.58	-	$\alpha = Tr/(W/Vr)$
地震モーメントを求める際、 μ =3.24×10 ¹⁰ N/m ² を仮定($ ho$ と eta は用いた地下構造モデルの深度5000m以深の値を用いた)							

(b) 短周期(0.1~2秒)

パラメータ (H28)[EGF]	記号	単位	SMGA1 (中央)	SMGA2 (東側)	SMGA3 (西側)	全SMGA	備考	
走向	θ	0	85	85	307	-	長周期と同一	
傾斜角	δ	0	82	82	65	-	長周期と同一	
上端深さ	Hs	km	3	4	2.7	-	長周期と同一	
長さ	L	km	16	6	5	-	長周期と同一	
幅	W	km	9	10	5	-	長周期と同一	
面積	S	km ²	144	60	25	229	長周期と同一	
地震モーメント	D	m	1.17E+19	4.86E+18	1.62E+18	1.815E+19	長周期と同一	
破壊伝播速度	M_0	Nm	2.4	2.4	2.4	-	長周期と同一	
ライズタイム	T,	km/s	1.4	1	0.8	=	本検討	
α	-	-	0.37	0.24	0.38	-	$\alpha = Tr/(W/Vr)$	
重ねあわせ数(長さ方向)	NX	-	9	4	3	-	L/1.7	
重ねあわせ数(幅方向)	NW	-	5	6	3	-	W/1.7	
重ねあわせ数(時間方向)	NT	-	6	5	4	-	本検討	
応力降下量比	С	-	1.53	1.44	1.60	-	$M_0/m_0=c \times NX \times NW \times NT$	
応力降下量	Δσ	MPa	20.7	19.4	21.6	20.6		

パラメータ	記号	単位	値	引用
発生日時(UTC)	-	-	2010/9/6 15:24	GeoNet
震源位置(経度)	-	0	172.2293	GeoNet
震源位置(緯度)	-	0	-43.6451	GeoNet
震源位置(深さ)	-	km	15.3	GeoNet
モーメントマグニチュード	m _w	-	4.9	Oth and Kaiser(2014)
地震モーメント	m ₀	Nm	2.82E+16	$m_w = (logm_0 - 9.1)/1.5$
コーナー周波数	fc	Hz	1.35	Oth and Kaiser(2014)
応力降下量	$\Delta \sigma_{EGF}$	MPa	13.5	Oth and Kaiser(2014)
等価半径	r	km	0.97	$\Delta \sigma_{EGF} = 7/16 \cdot m_0/r^3$
面積	S	km ²	3.0	$s = \pi r^2$
長さ=幅	l, w	km	1.7	I=w=s ^{0.5}

表 2.3-4 経験的グリーン関数として用いた小地震のパラメータ



図 2.3-11 H28 年度モデルの地震モーメントとアスペリティの総面積の関係 (Somerville *et al.* (1999)との比較)



図 2.3-12 日本国内の内陸地殻内地震と H28 年度モデルの応力降下量の比較(宮 腰・他 (2015)に Darfield 地震を追加)



図 2.3-13(1) 速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度モデルの合成を表し、合成波形はともに理論的手法である。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-13(2) 速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度モデルの合成を表し、合成波形はともに理論的手法である。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。



図 2.3-13(3) 速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度モデルの合成を表し、合成波形はともに理論的手法である。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。







(b) ROLC

図 2.3-14 TPLC と ROLC の速度波形の比較。黒は観測、青は H28 年度モデルの合成、赤は H28 年度モデルの合成で、合成波形はともに理論的手法である。0.1 ~ 0.5 Hz のバンド パスフィルターを施している。



図 2.3-15 LINC の速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年 度モデルの合成を表し、合成波形はともに理論的手法である。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパス フィルターを施している。

	最大	大値	最大值	
LINC	(cn	1/s)	の比	
	NS	EW	NS/EW	
Obs.	80.0	38.7	2.1	
Syn. (H27 年度モデル)	51.0	64.4	0.9	
Syn. (H28 年度モデル)	56.7	37.3	1.5	

表 2.3-5 LINC の水平2成分の最大速度値の比較



図 2.3-16 HORC の速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度モデルの合成を表し、合成波形はともに理論的手法である。0.1 ~ 0.5 Hz のバンドパスフィルターを施している。最上段は観測、2 段目以降は合成波形で、2 段目は全アスペリティの合算、3 段目はアスペリティ 1、4 段目はアスペリティ 2、5 段目はアスペリティ 3 を示す。



図 2.3-17(1) 加速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度 モデルの合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバ ンドパスフィルターを施している。



図 2.3-17(2) 加速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度 モデルの合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバ ンドパスフィルターを施している。



図 2.3-17(3) 加速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度 モデルの合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバ ンドパスフィルターを施している。



図 2.3-17(4) 加速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度 モデルの合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバ ンドパスフィルターを施している。



図 2.3-18(1) 速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度モ デルの合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバン ドパスフィルターを施している。



図 2.3-18(2) 速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデル、赤は H28 年度モデルの 合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバンドパス フィルターを施している。



図 2.3-18(3) 速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度モ デルの合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバン ドパスフィルターを施している。



図 2.3-18(4) 速度波形の比較。黒は観測、青は H27 年度モデルの合成、赤は H28 年度モ デルの合成を表し、合成波形はともに経験的グリーン関数法である。0.5 ~ 10 Hz のバン ドパスフィルターを施している。

2.3.4. 動力学的破壊シミュレーション

2.3.3 では、H27 年度モデルを基に観測記録の再現性の高い特性化震源モデル(H28 年度モデル)に改良した。本検討で構築した H28 年度モデルは、地表地震断層の位置 や余震分布と整合するように全てのアスペリティが同一走向、同一傾斜ではない、つ まり、屈曲した断層面を仮定した。動力学的破壊シミュレーションは改良した特性化 震源モデルを用いることが望ましいが、コードの制約上から屈曲した断層面を入力す ることができない。

本項では、最初に H28 年度モデルを基に動力学的破壊シミュレーションで用いる 特性化震源モデル(以降、「H28 年度平面断層モデル」)を構築する。次に、動力学 的破壊シミュレーション用モデルに基づいて動力学的破壊シミュレーションを実施 する。

(1) H28 年度平面断層モデルの構築

H28 年度モデルは、西側のアスペリティ3のみが他のアスペリティと異なる走向、 傾斜を有する。そこで、H28 年度平面断層モデルは、アスペリティ3を他のアスペリ ティと同一走向、同一傾斜に変更したものとする。動力学的破壊シミュレーション用 モデルを図 2.3-19、表 2.3-6 に示す。断層基準点は東経 171.7438 度、南緯 43.6193 度、 上端深さは 0km としている。

アスペリティ 3 を他のアスペリティと同一走向、同一傾斜とした時の影響を地震 動の観点から検討する。図 2.3-20 にアスペリティ 3 近傍の観測点である GDLC と HORC の理論的手法による速度波形の比較を示す。図より、GDLC は H28 年度モデル と動力学的破壊シミュレーション用モデルの違いはほとんど現れていない。一方、 HORC はアスペリティ 3 の寄与度が高いため、その影響がわずかに現れている。従っ て、アスペリティ 3 の寄与度が高い断層面西側に位置する観測点は精度がわずかに低 下する可能性もある。



(a) H28 年度モデル



(b) H28 年度平面断層モデル

図 2.3-19 H28 年度モデルと H28 年度平面断層モデル

表 2.3-6	H28	年度平面断層モデルのパラメータ
(太字下線の値が	H28	年度モデルと異なるパラメータである)

o — / /		4001	4.000	4.000		
バフメーダ	畄位	ASPI	ASP2	ASP3	今∆SP	
(H28)[動力学]	十四	(中央)	(東側)	(西側)	ŦVOI	
走向	0	85	85	<u>85</u>	-	
傾斜角	0	82	82	<u>82</u>	-	
上端深さ	km	3	4	<u>3</u>	-	
長さ	km	16	6	5	-	
幅	km	9	10	5	-	
面積	km ²	144	60	25	229	
すべり量	m	2.5	2.5	2.0	-	
地震モーメント	Nm	1.17E+19	4.86E+18	1.62E+18	1.82E+19	
破壊伝播速度	km/s	2.4	2.4	2.4	-	
ライズタイム	S	2.4	2.4	1.2	-	
すべり角	0	180	180	180	-	
破壊遅延時間	S	7.0	11.6	9.8	-	
α	-	0.64	0.58	0.58	-	
地震モーメントを求める際、μ=3.24×10 ¹⁰ N/m ² を仮定						
(ho と eta は用いた地下構造モデルの深度5000m以深の値を用いた)						



5cm/s 30.9cm 21.5cm/s 71 71 $0 \ \ 5 \ \ 10 \ \ 15 \ \ 20 \ \ 25 \ \ 30 \ \ 35 \ \ 40 \ \ 45 \ \ 50$ 0 5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 0 5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 Time(s) Time(s) Time(s) (b) HORC

図 2.3-20 H28 年度モデルによる合成波形(赤)と H28 年度平面断層モデル による合成波形(黄緑)の比較

-71

(2) 動力学的破壊シミュレーション

(i) 要約

2010年 Darfield 地震(*M*_w7.0)の動力学的破壊シミュレーションを行った。この地 震の主断層は横ずれで、断層面はほぼ垂直である。しかし、断層系は分岐や断層セグ メントで構成され、かなり複雑である。ここで、動力学的破壊シミュレーションに対 して、簡略化された平面断層モデルを構築する。断層は(1)で得られた運動学的な アスペリティ震源モデルに基づいて、アスペリティモデルによって特性化されてい る。断層面の大きさは長さ 60 km、幅 24 km を仮定し、傾斜角は 82 度である。(1) で提案された運動学的な断層モデルは、ASP1、ASP2、ASP3 の 3 つのアスペリティか らなり、それぞれの平均すべり量は 2.5 m、2.5 m、2.0 m である。本検討の目的は、こ の特性化された運動学的なアスペリティモデルに対して、一連の動力学的破壊モデル を決めることにある。初期モデルの応力降下分布は Andrews (1980)の方法に従って、 静的な変位の分布を与えて計算される。

第1段階は、各アスペリティの平均すべり量が運動学的なモデルの値に一致する ように、試行錯誤(atrial and error)的にアスペリティの応力降下を推定する。この第 1段階では、地表破壊のない7個のモデルが生成された。そのうち、推奨モデル(モ デル7)の各アスペリティ(ASP1、ASP2、ASP3)の平均すべり量は2.7 m、2.7 m、 2.0 mで、応力降下は6.0 MPa、8.5MPa、7.0MPaを有する*M*w 6.98の地震が推定され た。地震発生層での背景領域の応力降下はゼロと仮定し、地表から2 kmの深さまで の軟弱な浅層域は断層破壊の伝播に enhaced energy absorption mechanism(強化された エネルギー吸収メカニズム)として作用すると仮定され、負の応力降下で、大きな臨 界すべり距離 8mを持つようにパラメータ化される。

第2段階は、地表破壊が観測された変位成分に近似的に一致するように、地震発 生層はモデル7と同じパラメータで、浅層域のパラメータを変化させる。その目的の ために、16個の追加的モデルが開発された。それらの中で5個のモデルが地表破壊を 生じる。その中で、推奨モデル(モデル23)は観測により近い断層変位分布が生じる が、各アスペリティ(ASP1、ASP2、ASP3)の平均すべり量は3.4m、3.2m、2.8mに 増大した。この平均すべり量の増大は、地表破壊の寄与によるものである。この推奨 モデル(モデル23)は浅層域で次のような動的パラメータを持つ。強度超過(SE, strength excess)は地震発生層から自由表面まで6MPaから1MPaまで線形で変化し、 臨界すべり距離(*D*c, critical slip distance)は地震発生層から自由表面まで0.2 mから 2.5 m まで線形で変化する。応力降下は浅層域でゼロである。アスペリティモデルの 枠組みの中では、動力学的に生じる負の応力降下が地表破壊を強く抑制するので、負 の応力降下が浅層域で必要ではない。

推奨モデルによる地震動(速度、変位)について観測記録との比較を行った。比較 は周期 0.0 ~ 0.5 Hz の帯域で行った。全体的に合成波形は観測波形と調和的である。 しかし、複雑な観測記録の細部までは再現できていなく、この理由は簡略化されたモ デルを用いているためである。地表破壊を生ずるモデルの地震動の違いはわずかであ る。主な違いは地表付近の変位(subsurface diplacement)で見られる。地表破壊を生じ ない時の推奨モデル(モデル7)と比較すると、地震動の違いは断層極近傍のみである。このことは、主な違いの原因は浅層域のパラメータと震源近傍のみに影響を与える地表破壊に由来していることを示している。

(ii) まえがき

2010 年 Darfield 地震 (*M*_w 7.0) は、このように大きなマグニチュードの地震として は最もよく記録が得られた地震の1つである(図 2.3-21に本地震の震源と断層の位 置を示す)。Darfiled 地震は近年のニュージーランドで最も豊富な地震動記録が得ら れた地震の 1 つである。地表破壊は主断層に沿っていくつかの場所で観測されてい る。このことは、断層破壊が地表に到達したことを示している。Quigley et al. (2012) によって報告された研究から図 2.3-22 で示されるように、地表破壊は西部、中央部、 東部セグメントで観測され、中央部セグメントで 5.3 m の最大値を持つ。破壊過程や 震源近傍地震動は複雑にみえる。8観測点で最大加速度が 0.5gを超え、そのうちいく つかの観測点では1gを超えた(例えば、Fry and Benites (2010))。この地震は多くの ローカルな強震観測点でも得られており、破壊や震源近傍地震動の時空間進展の詳細 な説明が可能になった(図 2.3-23)。この地震の断層形状はかなり複雑で、8個のセ グメントからなっている(図 2.3-21と図 2.3-22)。この地震は分岐断層でゆっくり始 まり、主断層にジャンプし、そして複雑な形状の断層を高速で伝播し、ステップオー バーして東に伝播するとともに、西にも分岐して伝播した。動力学的破壊シミュレー ションのための数値コードの限界により、本検討では簡略化された平面断層(H28年 度平面断層モデル)を仮定して動力学的破壊の検討を行う(図 2.3-23)。本検討での 主目的は主断層に起因する卓越した破壊伝播および近傍地震動を捉えるために、地表 破壊と震源近傍地震動を評価することにある。



図 2.3-21 8 個の Darfield 地震のセグメントの位置と発震機構解。参考として、Dairfield 地震の数ヶ月後に発生した 2011 年 Christchurch 地震(M_w 6.1)の発震機構解を示す(Elliot *et al.*, 2012)。



図 2.3-22 地表破壊の詳細な断層トレース(赤線)。UとDは相対的な上方と下方の動き。地表破壊の線の上に付された数値は水平方向の断層ずれ、下に付された数値は垂直方向の断層ずれである(Quigley *et al.*, 2012)。





図 2.3-23 震源近傍の観測点、余震分布、および動力学的破壊シミュレーションのための 簡略化された平面断層(傾斜角 82°)の地表投影図(青線)

(iii) 動力学的破壊モデル

本検討では、横ずれすべりで傾斜角 82 度の平面断層における簡略化された動力学 的破壊モデルについて検討する。Andrews (1976)によって与えられた形式でのすべり 弱化摩擦が動力学的破壊シミュレーションのための構成モデルとして用いられる。応 カパラメータのパラメータ化は(1)で提案された運動学的なアスペリティモデル (H28 年度平面断層モデル)に基づいてなされる。図 2.3-24 に示されるように、断層 面の大きさは長さ 60 km、幅 24km を仮定した。運動学的な断層モデルは 3 個のアス ペリティ (ASP1、ASP2、ASP3)からなり、それぞれの平均すべり量は 2.5 m、2.5 m、 2.0 m である(図 2.3-24)。

地下構造モデルは図 2.3-25 に示される Guidotti *et al.* (2011)で提案された 1 次元速 度構造を用いる。



図 2.3-24 (1) で提案された平面断層の簡略化されたアスペリティモデル



図 2.3-25 動力学的破壊シミュレーションで用いた 1 次元速度構造モデル (Guidotti *et al.*, 2011)

(iv) 第1段階

動力学的破壊シミュレーションの第 1 段階は運動学的なアスペリティモデルに一 致するようなモデルを見つけることにある。初期応力降下分布は運動学的なモデルの 静的なすべり分布を与えて計算される。この目的のために、本検討では Andrews (1980) により提案され、Ripperger and Mai (2004)によって拡張された手法を用いる。この方 法は、断層面上のすべりの 2 次元のフーリエ変換を含む静的な stiffness function の概 念に従っている。初期応力降下分布を計算した後、各アスペリティでの平均すべり量 が運動学的なモデルのすべり量と一致するように、試行錯誤的に各アスペリティの応 力降下を推定する。地表破壊のない 7 個のアスペリティモデルが第 1 段階で検討され た。モデル 7 (これまでの推奨モデル)の応力降下、強度超過、臨界すべり距離の分 布を図 2.3-26 に示す。地震発生層における背景領域の応力降下はゼロと仮定され、地 表から 2km の深さまでの軟弱な浅層域は負の応力降下であるように、破壊時には増 大するエネルギーの吸収機構としてふるまうと仮定される(図 2.3-26)。

モデル7(図 2.3-26)は、各アスペリティの平均すべり量は 2.7 m、2.7 m、2.0 m、 応力降下は 6.0 MPa、8.5 MPa、7.0 MPa で M_w 6.98 の地震を予測する。図 2.3-27 はモ デル7の動力学的破壊シミュレーションの結果で、最終すべり分布(上図)、破壊時 刻(中図)、破壊速度(下図)を示す。破壊時間は約 12 秒間で、破壊速度は sub-shear である。破壊は自由表面に到達していない。浅層域は、観測に一致するよう地表破壊 がシミュレーションされるように、キャリブレーションが必要である(第 2 段階)。 第 2 段階では、新しい一連のシミュレーションが地表破壊を評価することに専心す る。



図 2.3-26 モデル7の動力学的破壊シミュレーションのための応力降下、強度超過、臨界 すべり距離の分布



図 2.3-27 モデル7の動力学的破壊シミュレーションの結果。上:最終すべり分布、中: 破壊時刻、下:破壊速度

(v) 第2段階

第2段階では、地表破壊が Quigley *et al.* (2012)によって報告されている観測断層変位(図 2.3-22)に一致するように、地震発生層はモデル7(図 2.3-26)と同じパラメータを保ったまま、浅層域のパラメータを変更する。この目的のために、16個の追加的なモデルが検討され、そのうち5個のモデルが自由表面を破壊した。

第2段階では、浅層域の D_cを8mに保ったまま、応力降下と強度超過を変えることを始めた。しかし、地表破壊はこの試行では生じなかった。次に、地表破壊が生じるように、D_cを0.5mから3mと大幅に小さな値に変更した。この試行で、浅層域では大きな D_cと負の応力降下は必要としない。その理由は、大きな D_cと負の応力降下は地表破壊を抑制しすぎるからである。図 2.3-28に ASP1 (図 2.3-24の ASP1)の中央を通る傾斜面に沿った動的パラメータ(応力降下、強度超過、臨界すべり距離)の断面図を示す。図中で、地表破壊が生じたモデル(5個)を実線、地表破壊が生じなかったモデル(モデル7を含む)を破線で示す。図の右側は走向方向に沿った平均すべりが傾斜方向の断面として示されている。この図で、地表破壊するモデルは地表破壊により最終すべり分布はかなり増大する。地表破壊する全てのモデルは地震発生層ではほぼ同じ最終すべりを持つ。モデル20(地表破壊なし)もまた地震発生層ではほぼ同じ最終すべりを持つ。モデル20(地表破壊なし)もまた地震発生層では地表破壊するモデルと同じ最終すべり量を持つことに注意が必要である。このモデルは浅層域で負の応力降下となっているため地表を破壊しなかった。

地震発生層での破壊伝播(破壊時間と破壊速度)は全てのモデル(地表破壊があり となしを含む)でほぼ同じである。この理由は、地震発生層の動的パラメータが全て のモデルで同じであるためである。このことは、図 2.3-29 でも見られる。震源を通る 傾斜方向、走向方向に沿った破壊時刻を示している。傾斜方向に沿った破壊時刻は浅 層域のみで異なっており、これは浅層域のパラメータの違いによるものである。走向 方向に沿った破壊時刻は西側(左側)で異なっており、これは地表を破壊するモデル での破壊拡大によるものである。

地表破壊を有するモデルのどれが観測に最も良く一致するモデルであるかを評価 するために、本検討では走向方向に沿った断層ずれ(断層変位)分布とQuigley et al. (2012)で報告された計測された断層ずれ(図 2.3-22)を比較する。Quigley et al. (2012) で定義されたような西部、中央部、東部断層セグメントに対して、図 2.3-22で示され た水平成分と垂直成分の断層ずれの最終ずれを計算する。計測された断層ずれの位置 は本検討の断層モデルに近似的に適合している。図 2.3-30 に地表破壊を有する全て のモデルの合成断層変位と計測された断層ずれの比較を示す。モデル 23 を除く全て のモデルは、観測値と比較するとより広い領域に地表破壊が広がっていることに注視 する必要がある。モデル 23 は最大振幅を予測できていないが、地表破壊の分布に関 しては観測に一致している。しかしながら、計測された断層ずれ(図 2.3-22)は空間 的に相互に連結していない3つの断層セグメントで起きているように見える。このこ とは、ただ1つの平面断層セグメントから構成される動的モデルで簡略化することは 難しい。この簡略化は断層変位のより良い予測に対する1つの限界と言える。

上で述べたように、本検討の推奨モデル(モデル 23)の断層変位の分布は計測された断層変位により近い(図 2.3-30)。しかし、モデル 23の各アスペリティ(ASP1、ASP2、ASP3)の平均すべり量は 3.4 m、3.2 m、2.8 m で、モデル 7 よりも増大する。 この増大は地表破壊の寄与によるものである。推奨モデルの動的パラメータは図 2.3-28 に示されるように、強度超過(SE)は 6 MPa から 1 MPa に、臨界すべり距離 (*D*_c)は 0.2 m から 2.5 m に地震発生層から自由表面まで線形的に変化している。応力 降下は浅層域ではゼロである。図 2.3-31 はモデル 23 の断層面の応力降下、強度超過、 臨界すべり距離の分布を示している。図 2.3-32 は最終すべり、破壊時刻、破壊速度分 布によって表されるこの推奨モデルの動的な解を示している。破壊伝播(破壊速度と 破壊時間)は地震発生層ではモデル 7 (図 2.3-27)とほぼ同じであり、最終すべりの パターンも同様にほぼ同じである。大きな違いは浅層域にある。

図 2.3-33 には断層面上の様々な位置のすべり速度時間関数を示す。すべり速度時 間関数には 0.5 Hz 以下のローパスフィルターを施している。図中には最終すべり分布 も示している。地表破壊で 4.0 m/s 以上の振幅を持つすべり速度のパルスがあること が確認できる。一方で、浅層域内のすべり速度時間関数は振幅が小さく、なだらかな 長周期の波形となっている。自由表面でのこれらのパルスは、震源近傍において地表 を破壊する断層運動に起因する大きな永久変位のパルスの地震動を生成させる。これ は、時には「fling」と呼ばれるものである。このような大きな永久変位はいくつかの 地震で観測されている。例えば、1999年コジャエリ地震、1999年集集地震、2002年 デナリ地震がある。このことは、fling-pulse は深部のアスペリティや破壊の Directivity 効果というよりも、急激な地表破壊によって主に生じていることを示唆している。自 由表面を破壊する全てのモデルにおいて、地表破壊で類似したすべり速度時間関数を 生成し、深部ではほぼ同じである。地表を破壊しないモデルも地震発生層のみで同様 のすべり速度時間関数を生成しており、その理由は地震発生層で同じ応力パラメータ であるためである。図 2.3-34 に地表を破壊しないモデル(モデル 7)と地表を破壊す るモデル(モデル23、18)のすべり速度時間関数を比較しながら、いくつかの特徴を 示す。断層に沿った断層変位の広がりが観測と調和的という理由でモデル 23 は推奨 モデルとして選ばれているが、モデル18は断層変位の最大値が観測と調和的である。 従って、これら2つのモデル、および他の地表を破壊するモデルは、次節で議論され るように地震動の点から良いモデルとして考えられる。



図 2.3-28 ASP1 (図 2.3-24 の ASP1)の中央を通る傾斜面に沿った動的パラメータ(応力 降下、強度超過、臨界すべり距離)の断面図。実線は地表破壊が生じた全てのモデル、破 線は地表破壊が生じなかったいくつかのモデル(モデル7を含む、図 2.3-24)。右はこれ らのモデルの走向方向に沿った平均的な最終すべりである。



図 2.3-29 震源を通る断層傾斜方向(左)および走向方向(右)のそれぞれに沿った破壊 時間。太線は地表を破壊する全てのモデル、破線は地表を破壊しないいくつかのモデル (モデル7を含む、図 2.3-26)。


図 2.3-30 地表を破壊する全てのモデルの合成断層変位(太線)と Quigley et al. (2012)による観測された断層ずれとの比較。モデル 23 は観測された空間分布によく一致する推奨モデルと考えられる。



図 2.3-31 計測された断層ずれ分布により一致するモデル 23 の動力学的破壊シミュレーションに対する応力降下分布(上)、強度超過分布(中)、臨界すべり距離分布(下)。



図 2.3-32 モデル 23 の動力学的破壊の解。上:最終すべり分布、中:破壊時刻、下:破壊 速度。



図 2.3-33 モデル 23 の断層面上のいくつかの位置のすべり速度時間数の分布。背景は最終 すべり分布に対応している。



図 2.3-34 モデル7、18、23の断層面上のいくつかの位置のすべり速度時間関数の分布。 背景は地表破壊が生じたモデル(モデル18と23)の応力降下分布に対応している。

(vi) 地震動

図 2.3-23 で示した観測点の地震動をシミュレーションした。地震発生層での震源 の破壊の特徴は、地表破壊の有無に関わらず全てのモデルでほぼ同様(図 2.3-29 や図 2.3-34) であると考えると、これらのモデルによる地震動の違いは本質的には地表破 壊によるものであり、それが震源極近傍での地震動に影響を受けることが予想され る。従って、観測地震動に最も一致するといった点で最適なモデルを選定することは、 地表破壊を生じる全てのモデルが良いモデルとして考えられることになる。Appendix (図 2.3-55 から図 2.3-74) には、地表破壊が生じないモデル (buried rupture model、モ デル7) と地表破壊が生じたモデル (surface rupturing model、モデル 18 と 23)の速度 波形と変位波形の比較を示す。これらの図で示されているように、地表破壊を生じな いモデルの地震動はほぼ同じである。このことは、地震動の点からは地表破壊が生じ る全てのモデルが良いモデルとみなされることになる。地表破壊が生じないモデルと の違いは基本的には震源極近傍の観測点であり、これは地表破壊の効果によるもので ある。

図 2.3-35 から図 2.3-54 に図 2.3-23 で示した 20 観測点の観測記録(速度、変位波形)の比較を示す。比較対象の周期対は 0.0 ~ 0.5 Hz である。全体的に合成波形は 観測と調和的であるが、観測記録の複雑な波形の詳細は再現されておらず、これは単純化したモデルのためである。



図 2.3-35 速度波形と変位波形の比較(CSHS)



図 2.3-36 速度波形と変位波形の比較 (SPFS)



図 2.3-37 速度波形と変位波形の比較 (OXZ)



図 2.3-38 速度波形と変位波形の比較 (DFHS)



図 2.3-39 速度波形と変位波形の比較(HORC)



図 2.3-40 速度波形と変位波形の比較(GDLC)



図 2.3-41 速度波形と変位波形の比較(TPLC)



図 2.3-42 速度波形と変位波形の比較 (ROLC)



図 2.3-43 速度波形と変位波形の比較(LINC)



図 2.3-44 速度波形と変位波形の比較 (DSLC)



図 2.3-45 速度波形と変位波形の比較(LRSC)



図 2.3-46 速度波形と変位波形の比較 (RKAC)



図 2.3-47 速度波形と変位波形の比較 (SBRC)



図 2.3-48 速度波形と変位波形の比較 (DORC)



図 2.3-49 速度波形と変位波形の比較(ADCS)



図 2.3-50 速度波形と変位波形の比較(WSFC)



図 2.3-51 速度波形と変位波形の比較(MAYC)



図 2.3-52 速度波形と変位波形の比較(CACS)



図 2.3-53 速度波形と変位波形の比較 (RHSC)



図 2.3-54 速度波形と変位波形の比較 (RPZ)



図 2.3-55 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (CSHS)



図 2.3-56 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (SPFS)



図 2.3-57 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (OXZ)



図 2.3-58 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (DFHS)



図 2.3-59 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (HORC)



図 2.3-60 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (GDLC)



図 2.3-61 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (TPLC)



図 2.3-62 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (ROLC)



図 2.3-63 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較(LINC)



図 2.3-64 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (DSLC)



図 2.3-65 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較(LRSC)



図 2.3-66 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (RKAC)



図 2.3-67 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (SBRC)



図 2.3-68 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (DORC)



図 2.3-69 buried model 7 と surface rupturing model 18、23 の速度波形と変位波形の比較 (ADCS)



図 2.3-70 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (WSFC)



図 2.3-71 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (MAYC)



図 2.3-72 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (CACS)



図 2.3-73 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (RHSC)



図 2.3-74 buried model 7 と surface rupturing model 18、23の速度波形と変位波形の比較 (RPZ)

2.3.5. まとめ

原子力規制庁の平成 27 年度事業で構築された 2010 年 Darfield 地震の特性化震源モ デルの改良を行った。改良は周期 2 ~ 10 秒の震源近傍の観測記録の再現性が向上で きるように、理論的手法(波数積分法)を用いたフォワードモデリングによって試行 錯誤で行った。改良する際の着目点は以下の通りである。

- アスペリティの破壊開始点をアスペリティ深部に設定する。
- ・アスペリティ位置を地表地震断層や余震分布を整合させる。
- ・観測波形のパルス幅の再現性を向上させる。
- ・水平2成分間の最大速度値の関係性を向上させる。

改良した特性化震源モデルは、経験的グリーン関数法を用いたフォワードモデリン グにより周期 0.1 ~ 2 秒の震源近傍の観測記録の再現を試みた。大部分の観測点で は振幅レベルは概ね再現でき、これらにより周期 0.1 ~ 10 秒の広帯域の観測記録を 概ね説明できた。しかし、経験的グリーン関数法による周期 0.1 ~ 2 秒については、 一部の観測点で観測記録の再現性は芳しくない。これは、経験的グリーン関数として 用いた小地震が 1 個であり、各アスペリティに適切な小地震を適用することで再現性 が向上できる可能性がある。

次に、改良した特性化震源モデル(ASP1、ASP2、ASP3のすべり量は2.5m、2.5m、2.0m)に対して、動力学的破壊モデルを構築した。シミュレーションは2ステップで 実施した。ステップ1として、改良した特性化震源モデルの平均すべり量と整合する ように、各アスペリティの応力降下量を試行錯誤的に評価した。評価したモデル数は 7個で、いずれのモデルも地表に破壊が生じなかった。そのうち、推奨モデル(モデ ル7)の各アスペリティの平均すべり量は2.7m、2.7m、2.0m、応力降下量は6.0 MPa、 8.5 MPa、7.0 MPaであった。なお、ステップ1のシミュレーションでは、地震発生層 内の背景領域の応力降下量は0 MPa、深さ2 km 以浅の浅層域は負の応力降下量と大 きな Dc(8m)を仮定している。

ステップ2として、地震発生層内のパラメータはステップ1のモデル7と同じであ るが、観測された断層変位を説明できるように浅層域のパラメータのみを変更した。 評価したモデルの数は16個で、そのうち5個のモデルで地表を破壊し、さらに観測 された断層変位と似た分布を示すモデル(モデル23)を得た。モデル23のアスペリ ティのすべり量は3.4m、3.2m、2.8mとなり、やや増加した。この増加は地表破壊の 寄与である。モデル23の浅層域の動的パラメータは以下の通りである。強度超過 (strength excess, SE)とD_cは地震発生層から地表まで線形で変化していくもので、強 度超過は6.0 MPaから1.0 MPa、D_cは0.2 mから2.5 mに変化している。応力降下は ゼロである。アスペリティモデルのフレームワークにおいて、浅層域では地表破壊を 強く抑制するような負の応力降下量は必要なかった。

2.4. 本章のまとめと課題

2.4.1. まとめ

本節では、過年度事業で構築された 1999 年集集地震を対象とした周期 10 秒程度 以下の特性化震源モデルと、周期 10 秒以上を対象とした動力学的破壊シミュレーショ ン結果を参考に、従来の強震動評価ではあまり考慮されていなかった、地震発生層以 浅のすべりに起因する周期 10 秒以上の地震動に与える影響や、そのモデル化方法に ついて検討を行った。地表に変位が明瞭に現れた 1999 年集集地震と 2010 年 Darfield 地震の特性化震源モデルの構築を行った。

1999 年集集地震については、平成 27 年度事業にて実施された動力学的破壊シミュ レーション結果より、すべり速度時間関数を抽出し、解析結果と共に確認を行った。 その上で、周期 10 秒以上(0.1Hz 以下)の説明性の向上を目的に、動力学的破壊シ ミュレーションの結果を参考にした設定を用いて、理論的手法により地震発生層より も浅部を滑らせた解析を行った。

その結果、断層上端に近い下盤側の観測点では、周期 10 秒以下にはあまり影響は 与えない状態で、周期 10 秒以上の説明性を向上できる可能性があることがわかった。 また、1999 年集集地震の断層上端部付近の観測点に見られるパルス波は、観測点の極 近傍の浅部領域のすべりによる影響が大きい可能性があることがわかった。

2010 年 Darfield 地震については、平成 27 年度事業で構築された特性化震源モデル の改良を行った。改良は周期 2 ~ 10 秒の震源近傍の観測記録の再現性が向上できる ように、理論的手法(波数積分法)を用いたフォワードモデリングによって試行錯誤 で行った。改良の際の着目点は以下の通りである。

・アスペリティの破壊開始点を深部に設定した

・観測波形のパルス幅の再現性向上

・水平2成分の最大速度値の関係性向上

アスペリティ位置を地表地震断層や余震分布を整合させた

改良した特性化震源モデルは、経験的グリーン関数法を用いたフォワードモデリン グにより周期 0.1 ~ 2 秒の震源周辺の観測記録の再現を試みた。大部分の観測点で は振幅レベルは概ね再現でき、これらにより周期 0.1 ~ 10 秒の広帯域の観測記録を 概ね説明できた。しかし、経験的グリーン関数法による周期 0.1 ~ 2 秒については、 一部の観測点で観測記録の再現性は芳しくない。これは、本検討では全ての SMGA に 対して共通の 1 個の小地震の適用していることが考えられ、SMGA 毎に適切な小地震 を適用することができれば、観測波形の再現性が向上できる可能性がある。

次に、改良した特性化震源モデルを参考に動力学的破壊シミュレーションを実施した。試行錯誤によるシミュレーションの結果、観測された断層変位と似た分布を示す モデル(モデル23)を得た。モデル23のアスペリティのすべり量は3.4 m、3.2 m、 2.8 m となり、やや増加した。この増加は地表破壊の寄与である。モデル23の浅層域 の動的パラメータは以下の通りである。強度超過(strength excess, SE)とD。は地震発 生層から地表まで線形で変化していくもので、強度超過は6.0 MPaから1.0 MPa、D。 は0.2 m から2.5 m に変化している。応力降下はゼロである。アスペリティモデルの フレームワークにおいて、浅層域では地表破壊を強く抑制するような負の応力降下量 は必要なかった。

2.4.2. 課題

1999 年集集地震については、今回対象としていない断層上端付近の観測点や、説明性が向上しなかった上盤側観測点についても、同様の検討や要因の分析により周期 10 秒以上の長周期側の説明性が向上する可能性があるかを確認する必要があると考 えられる。

さらに、同様な検討をその他の地震についても実施し、検討を積み重ねることで、 理論的手法で動力学的破壊シミュレーションに近い結果を得ることができるような 地震発生層よりも浅い部分を滑らせるための設定方法を検討していくことが重要で あると考えられる。

2010 年 Darfield 地震については、周期 0.1 ~ 10 秒の広帯域の観測記録の再現性 向上のために、経験的グリーン関数法による評価において各アスペリティに適切な小 地震があれば、それを適用することで観測記録の再現性を確認する必要があると考え られる。さらに、より長周期の地震動(概ね 10 秒以上)や地震発生層以浅のすべり については、1999 年集集地震の検討と同様に動力学的破壊シミュレーション結果の 一部である断層面上のすべり速度時間関数を参考に、理論的手法(波数積分法)によ り、動力学的破壊シミュレーション結果や観測記録の再現性の検討が必要であると考 えられる。

2.5. 本章の参考文献

本章の参考文献を示す。

- (株)構造計画研究所, 2016, 平成 27 年度原子力施設等防災対策等委託費(断層変位及 び断層極近傍地震動の評価手法の検討)事業 委託業務成果報告書
- Dalguer, L.A., H. Miyake, S.M. Day and K. Irikura, 2008, Surface Rupturing and Buried Dynamic Rupture Models Calibrated with Statistical Observations of Past Earthquakes. Bull. Seismol. Soc. Am. 98, 1147-1161, doi: 10.1785/0120070134.
- Pitarka, A., L.A. Dalguer, S.M. Day, P. Somerville, and K. Dan, 2009, Numerical study of ground motion differences between buried and surface-rupturing earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am., 99, 3, 1521–1537, doi: 10.1785/0120080193.
- 関口春子・岩田知孝,2001,1999年台湾・集集地震のやや長周期(2-20秒)の震源過程,活断層・古地震研究報告,1,315-324.
- 5) Hisada, Y. and J. Bielak, 2003, A Theoretical Method for Computing Near-Fault Strong Motions in Layered Half-Space Considering Static Offset due to Surface Faulting, with a Physical Interpretation of Fling Step and Rupture Directivity, Bull. Seism. Soc. Am., 93, 3, 154-1168.
- 6) Global CMT Catalog Search, http://www.globalcmt.org/CMTsearch.html (2017 年 2 月 28 日確認)
- 7) 池田倫治・柳田 誠・西坂直樹,2012, ニュージーランド, Mw7.1 ダーフィールド地震 に伴った地表地震断層, 活断層研究, 36, 31-44.
- Quigley, M., R. Van Dissen, N. Litchfield, P. Villamor, B. Duffy, D. Barrell, K. Furlong, T. Stahl, E. Bilderback, and D. Noble, 2012, Surface rupture during the 2010 M_w 7.1 Darfield (Canterbury) earthquake: Implications for fault rupture dynamics and seismic-hazard analysis, Geology, 40, 55–58.
- 9) GeoNet, http://www.geonet.org.nz/, (2017年2月9日確認)
- 10) Gledhill, K., J. Ristau, M. Reyners, B. Fry, and C. Holden, 2010, The Dafield (Canterbury) Earthquake of September 2010: Preliminary Seismological Report, Bulletin of The New Zealand Society for Earthquake Engineering, 43, 215-221.
- 11) Heyes, G. P., 2010, http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eqinthenews/2010/us2010atbj/finite_fault.php, (2016年2月26日確認)
- 12) Guidotti, R., Stupazzini, M., Smerzini, C., Paolucci, R. and Ramieri, P., 2011, Numerical Study on the Role of Basin Geometry and Kinematic Seismic Source in 3D Ground Motion Simulation of the 22 February 2011 M_w 6.2 Christchurch Earthquake, Seism. Res. Lett., 82, 767-782.
- 13) Somerville, P., K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. Wald, N. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kagawa, N. Smith, and A. Kowada, 1999, Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion, Seism. Res. Lett., 70, 59-80.
- 14) Atzori, S., C. Tolomei, A. Antonioli, J. P. Merryman Boncori, S. Bannister, E. Trasatti, P. Pasquali, and S. Salvi, 2012, The 2010–2011 Canterbury, New Zealand, seismic sequence: Multiple source analysis from InSAR data and modeling, J. Geophys. Res., 117, B08305, doi:10.1029/2012JB009178.

- 15) Oth, A. and Kaiser, A. E., 2013, Stress Release and Source Scaling of the 2011-2011 Canterbury, New Zealand Earthquake Sequence from Spectral Inversion of Ground Motion Data, Pure Appl. Geophys., 171: 2767. doi:10.1007/s00024-013-0751-1.
- 16) 宮腰 研・入倉孝次郎・釜江克宏, 2015, 強震動記録を用いた震源インバージョンに基 づく国内の内陸地殻内地震の震源パラメータのスケーリング則の再検討, 日本地震 工学会論文集, 15, 141-156.
- 17) Andrews, D. J., 1976, Rupture velocity of plane-strain shear cracks, J. Geophys. Res., 81, 5679-5687.
- Andrews, D. J., 1980, A stochastic fault model: 1. Static case, J. Geophys. Res., 85, 3867– 3877.
- 19) Elliott, J. R. Nissen, E. K., England, P. C., Jackson, J. A., Lamb, S., Li, Z., Oehlers, M., and Parson, B., 2012, Slip in the 2010-2011 Canterbury earthquakes, New Zealand, J. Geophys. Res: Solid Earth, 117(B3).
- 20) Ripperger, J. and P. M. Mai, 2004, Fast computation of static stress changes on 2D faults from final slip distributions, Geophys. Res. Lett., Vol. 31, No. 18, L18610 10.1029/2004GL020594.

3. 断層変位の数値解析

本章では、平成 27 年度に規制庁が実施した「平成 27 年度原子力施設等防災対策等委託 費(断層変位評価手法の検討)事業」(原子力規制庁 2016)での検討内容やそこでの課題を受け、 地表付近を対象とした表層地盤破壊シミュレーションへの適用を検討するため、有限要素法 および粒子法(SPH 法)を組み合わせた解析を行った。

3.1. 表層の数値解析の流れ

2章に示した特性化震源モデルの構築および動力学シミュレーションにおいて、特性 化震源モデルの構築により、震源断層およびその極近傍の挙動をモデル化する。次に動 力学シミュレーションにより震源断層で発生した(強)震動の伝播を解析する。すなわち、 特性化震源モデルの構築および動力学シミュレーションにより、震源から地表に至る強 震動予測と地震基盤以浅の(FEM 解析領域より広く・深い範囲)での変位を計算する。動 力学シミュレーションを中心とした強震動シミュレーションでは深さ方向には震源から 地表まで、水平方向には断層を含む数十キロ範囲での計算となり、また岩盤の非線形性 は一般的には考慮しないため地表に出現する可能性のある副断層等の断層変位の評価は 対象としない。そこで、本検討では、震源から地表に至るまでの地震動の伝搬を動力学 シミュレーションにより実施し、その結果を受け地表近傍でのずれの予測を FEM や SPH 法により実施する手法をとり、その課題抽出を実施する。なお、動力学シミュレーショ ンの入力条件となる震源モデルは、同じ2章内に示す特性化震源モデルの構築により実 施し、

(検証においては観測記録→)特性化震源モデル構築

→動力学シミュレーション

→有限要素法による地表の断層変位解析

の流れにより震源断層のずれにより発生した地震動および地表に出現する断層変位 の評価予測について検討する。ここで、本検討では表層の断層変位解析結果が、より広 範囲を対象とした動力学シミュレーション結果へ与える影響は小さいものと仮定し計算 結果の受け渡しは動力学シミュレーションから表層の数値解析への片方向とする。



図 3.1-1 表層の数値解析の流れ

図 3.1-1 に表層の数値解析の流れを示す。

本検討では、(1)特性化震源モデルの構築にて、震源断層が活動することによる地表伝 播する周期 10 秒までの地震力が再現可能な震源モデルの構築を行う。

次に(2)動力学破壊シミュレーションにより、(1)で構築した特性化震源モデルを与条件として、地表に出現する周期 10 秒以上の地震動の再現をする。

さらに、(3)表層の数値解析では、(2)動力学破壊シミュレーションの結果を境界条件 とし、地形や地層構造など、非線形を考慮したシミュレーションを実施する。

3.2. 逆断層を対象とした地表の断層変位の検討

本節では、平成 27 年度に規制庁が実施した検討内容(原子力規制庁 2016)を基に、1999 年台湾集集地震を対象とし以下方針による決定論的評価手法の検証解析を実施した。

- [検討方針 1] 主断層(震源断層)の地中の詳細な3次元形状の把握は困難であり、特に 予測問題を想定した場合、主断層面は一つの平面でモデル化をした方が、説明 性が高いと考えられる。また、断層面を一つの平面でモデル化することが多い 動力学シミュレーションからの結果を引き継ぐ場合も、一つの平面でモデル化 をした方が、整合性が高い場合が多くあると考えられる。
- [検討方針 2]本事業で予測したい主たる断層は副断層となる。従って、主断層は計算 領域ではなく、境界条件として取り扱う方が合理的である。主断層の境界条件 は、動力学シミュレーションから得られる結果(本検討では変位)を与条件とし て与える。
- 以下に、上記検討方針に沿い、逆断層を対象とした解析を実施した内容を示す。

3.2.1. 解析対象領域のモデル化

(1)解析領域

図 3.2-1 に、FEM 解析領域を示す。1999 年台湾集集地震では、草屯(tsatun)地区に おいて車籠埔(chelungpu)断層を主断層とし、その西側にも断層が見られたことから解 析は草屯(tsatun)地区を対象とする。解析領域は、車籠埔断層に比較的近い位置にある TCU075 観測点を通るように東西方向に約 35(Km)の範囲を取る。また、深さ方向は Lee ら(2007)の文献を参考に 4(Km)程度を取る。ここで東西方向領域は地表から深さ 4(Km)位置での断層位置を参考に、断層位置での挙動に境界の影響をあまり及ぼさな い範囲とした。



図 3.2-1 FEM 解析領域

(2)解析断面構造および計算メッシュ

図 3.2-2 に、参考とした Lee ら(2007)の文献に記載の断面構造と計算メッシュを示 す。計算メッシュは Lee ら文献に記載の地層構造に合わせるようにしながら分割をし た。

本検討では、奥行き(y 軸方向)1 要素のソリッド要素で作成し y 軸方向の自由度を 拘束した。



図 3.2-2 解析断面構造および計算メッシュ

(3)物性值

表 3.2-1 に、地盤物性値一覧を示す。表中の物性 ID は、図 3.2-2 計算メッシュ内の ID と対応する。

物性 ID	S 波速度(m/s)	密度(Kg/m ³)	ポアソン比	せん断剛性(N/m ²)
23	1,550	2,000	0.3	4.81e+9
22	1,700	2,050	0.3	5.92e+9
25	1,550	2,000	0.3	4.81e+9
21	2,500	2,300	0.3	1.44e+10
24	2,500	2,300	0.3	1.44e+10

表 3.2-1 地盤物性值一覧

※ WANG 他(2010)、IWATA 他(2004)、HUNG 他(2007)の文献を参考に物性値を設定

(4)岩盤の非線形性の考慮

岩盤の非線形性は 3.6.3.2 に示す Drucker-Prager 型の破壊判定を用いた。表 3.2-2 に、破壊判定値を示す。

表 3.2-2 破壊判定值

粘着力(N/m ²)	摩擦角(°)	破壊後の剛性低下率
3.92e+4	30	0.01

※ 地盤工学会、設計用地盤定数の決め方-岩盤編-2.2.2 章 岩盤の強度 特性から設定

(5)境界条件

現状、動力学シミュレーション側コード上の制約から、動力学シミュレーション 内の任意の領域での変位ベクトルの出力が難しく、また変位ベクトルの出力の組み込 みについては作業時間的に困難であった。

そこで、表層の断層変位数値解析で設定する境界条件について、以下手順にて設 定した。

(a)動力学シミュレーションを実施した際の断層面の変位データを取得

(b)動力学シミュレーションの断層面上の最終ステップの変位データを入力とし、 岡田式を使って変位を計算、FEM 境界位置の変位を抽出する。

(c)動力学シミュレーションによる断層面上の変位データと、(b)で抽出した FEM 領 域底面、側面位置の変位データを、断層変位数値解析の境界条件として設定す る。

図 3.2-3 に境界条件の設定イメージを示す。



図 3.2-3 境界条件の設定イメージ

- ※本年度の表層の断層変位数値解析では、動力学シミュレーションによる最終変 位をインプットとした静的解析を実施している。そのため、上記岡田式を使っ た変位をインプットとした場合でも、動力学シミュレーションによる最終変位 のインプットとほぼ同様の変位分布の設定が可能と考えられ、上記手順による 実施とした。
- ※計算領域の断層面底部の変位は動力学シミュレーションの結果、底面左端の変 位を岡田式にて計算した変位としているため、断層面底部と底面の左端の変位 が不連続な接続となる。本計算では、底面の変位分布形状を維持したまま、断
層面底部から連続的に接続するよう、底面の変位を補正した(16ページ、図 2-4 底面境界変位参照)。



図 3.2-4 に動力学シミュレーションによる断層面の最終すべり量分布図を示す。また、 図 3.2-5 下段に動力学シミュレーション結果を入力とした岡田式による地表および TCU075 通過断面位置の total 変位分布図を示す。

図 3.2-6 に動力学シミュレーションおよび岡田式から得られた本検討時の境界変位 を示す。



図 3.2-4 動力学シミュレーションによる断層面の最終すべり量分布図



結果)



図 3.2-6 境界変位

3.2.2. 解析結果

図 3.2-7、図 3.2-8 に解析結果を示す





図 3.2-8 解析結果(断層面付近拡大図)および測定結果(Lee ら 2010 より)

図 3.2-8 に示す解析結果と Lee ら(Lee,2010)による測定およびその考察から、以下 が言える。

- ・主断層東端断層崖と近い位置で表層に破壊領域の発生が見られる。
- ・鉛直方向の変位として、(境界変位に依存するものの)Lee ら(Lee,2010)と似た変 位が得られている(ただし、解析結果は断層位置から東方向に変位増加傾向で文 献とは異なる)。
- ・観測記録では東端断層崖の東側の水平方向の変位は、東方向へ向かうが解析結果では西側へ向かう。今回のモデル化では再現はできない。

3.3. 横ずれ断層を対象とした地表の断層変位の検討

ここでは、横ずれ断層を対象に3次元モデルでの解析を実施した。横ずれ断層は、 2016年熊本地震をターゲットとし、本検討では単純な地層構造、物性でモデル化し、 観測結果との比較を実施した。

表層に出現する断層の検討手順として、

- (1)特性化震源モデルの構築による、震源断層の挙動再現
- (2)動力学破壊シミュレーションによる地表の永久変位計算
- (3)地層や標高、地盤の非線形を考慮した表層の数値解析
- を想定している。ここでは、上記の(1)、(2)について以下の方針で検討を実施した。 (1')既往の震源インバージョン結果から、断層情報を取得する。 (2')上記(1')の断層情報を基に、岡田式による変位計算を実施する。

(3)上記(2)の変位を境界条件とし、表層の数値解析の実施。

3.3.1. 解析モデル

(1)岡田式による変位計算

図 3.3-1 に熊本地震を対象とした計算実施時の、岡田式による変位計算範囲を示す。 図中の緑線の領域は、表層の数値解析の解析領域を示す。



図 3.3-1 震源インバージョン結果(図左上)と岡田式による変位計算領域

(2)解析モデル

図 3.3-2 に解析モデルを示す。計算領域は、以下方針にてモデル化を実施した。

- 1)計算領域は、南北に 3Km、東西に 5Km、鉛直方向に 3Km の領域とした。鉛直方 向は、震源インバージョンで仮定した断層面上端深さが約2.9kmであることから、 この上端を含む領域まで確保している。
- 2)断層面については、一平面のジョイント要素でモデル化している。今回は、動力 学シミュレーション等による表層までのすべり量情報がないため、断層面は計算 節点とした。
- 3) 底面および境界の yz 面については、岡田式より算出した強制変位を設定、xz 面の境界はすべり境界とした。
- 4)計算要素に設定する物性値は、地震ハザードステーション(J-SHIS)から取得、成 層構造の地盤としてモデル化した。





(2)物性値

表 3.3-1 に、地盤物性値一覧を示す。

表 3.3-1 地盤物性値一覧

震度(m)	密度(Kg/m ³)	ポアソン比	せん断剛性(N/m ²)
~200	2,400	0.33	1.058e+10
~ 600	2,500	0.29	1.828e+10
~2000	2,650	0.24	2.723e+10
~3000	2,700	0.25	2.935e+10

※地震ハザードステーション(J-SHIS)から取得、成層構造の地盤としてモデル化した。

(3)断層の非線形性の考慮

断層面については、一平面のジョイント要素でモデル化している。表 3.3-2 に、ジョイント要素の物性値を示す。

表	3.3-2	破壊判定値
11	5.5-2	视级刊星唱

弹性係数(N/m ²)	ポアソン比	粘着力(N/m ²)	摩擦角(°)
7.0e+9	0.33	1.00e+6	15

※ 地盤工学会,設計用地盤常数の決め方-岩盤編-を参考に設定。

(4)境界変位

図 3.3-3 に岡田式によるすべり量を示す。図中左上の点線の領域が FEM の計算領域に対応する。



図 3.3-3 すべり量

3.3.2. 解析結果

図 3.3-4 に今回解析対象とした地域の断層変位の観測結果を示す。また、図 3.3-5、 図 3.3-6 に解析結果を示す。



図 3.3-4 観測結果









図 3.3-6 解析結果(x 方向変位)

解析結果より

- ・x方向変位を見ると、計算領域底部から深さ1Km程度まで、 断層面(ジョイント要素)の剥離により、右横ずれが再現され ている。一方で深さ1Kmより上方では、断層面に沿った右 横ずれとはならず、断層面の北側で変位方向が逆転してい る。
- ・地表の変位を見ると、断層付近で右横ずれ 20cm 程度となり、 今回モデル化範囲とした観測記録と整合は取れている。
- ・y方向変位、z方向変位については、断層面の南側で方向が 逆転している。底面に設定した境界条件について、岡田式に よる計算結果ではx方向変位は断層面位置で正負反転してい るのに対し、y,z方向変位は断層面南側で正負が逆転してお り、その影響が出ている。

3.4. FEM・粒子法連成方法の検討

表層の数値解析(FEM+粒子法)側の計算手法において、平成27年度の検討時(原子力規 制庁2016)は表層の比較的狭い範囲を粒子法で、また、それを包含する範囲をFEMでモ デル化し、FEMでの計算結果(変位)を粒子法側の境界条件として利用していた(FEMから 粒子法計算側への片方向連成)。平成27年度の検討では、片方向連成では粒子法領域で 計算された応力場の影響がFEM側へフィードバックされないため、連成方法として課題 として上げられていた。

ここでは、上記課題に対して、平成 27 年度報告内容を受け、計算ステップ毎に粒子 法側応力を FEM 側計算に反映させる双方向による計算を実施した。



図 3.4-1 FEM・粒子法連成方法のイメージ図

3.4.1. 解析モデル

(1)計算メッシュ

図 3.4-2 に本検討での計算メッシュを示す。解析は、逆断層をイメージした構造を 持つモデルとした。



図 3.4-2 計算メッシュ

(2)物性值

表 3.2-1 に、地盤物性値一覧を示す。表中の物性 ID は、図 3.4-2 計算メッシュ内の ID と対応する。

表 3.4-1 地盤物性值一覧

物性 ID	S 波速度(m/s)	密度(Kg/m ³)	ポアソン比	せん断剛性(N/m ²)
22	1,700	2,050	0.3	5.92e+9
23	1,550	2,000	0.3	4.81e+9
24	2,500	2,300	0.3	1.44e+10

※物性値は、本検討用の設定で具体的な地域を示すものではない。

(3)岩盤の非線形性の考慮

岩盤の非線形性は Drucker-Prager 型の破壊判定を用いた。表 3.4-2 破壊判定値に、 破壊判定値を示す。

表 3.4-2 破壊判定值

粘着力(N/m ²)	摩擦角(°)	破壊後の剛性低下率
3.92e+4	30	0.01

※ 地盤工学会、設計用地盤定数の決め方-岩盤編-2.2.2 章 岩盤の強度 特性から設定しているが、具体的な地域を示すものではない。 (4)境界条件

境界条件は、逆断層タイプを想定し、断層面・底面・断層面と逆側側面それぞれ に変位境界を設定した。境界変位は、平成 27 年度報告および 3.2 で設定した境界変位 を参考にはしているが、本検討用の変位で具体的な地域を示す変位ではない。 図 3.4-3 に境界変位分布図を示す。



図 3.4-3 境界変位分布図

3.4.2. 解析結果

図 3.4-4 に断層付近の変位分布図および破壊領域分布図を示す。



図 3.4-4 断層付近変位分布図および破壊領域分布図

図 3.4-4 に示す各分布図から、表層に出現する変位や破壊領域について比較すると 片方向連成と双方向連成について、大きな違いは見られない。また FEM 側計算結果 ついても目立った違いは見られないことから、FEM と粒子法間での計算手法において は片方向連成・双方向連成どちを用いても概ね同じ結果となることが解った。

3.5. 本章のまとめ

- 1)決定論的評価手法で想定している、①特性化震源モデルの構築 → ②動力学シミュレーション → ③表層の数値解析の流れによる評価について、一連の手順についての確認ができた。
 更に既往地震について評価を進めるなかで精度向上を計ること、その後予測問題として計算を実施する際の(誰が実施しても概ね同じ結果となる)留意点について課題となる。
- 2)集集地震では、H27年度に実施した動力学シミュレーション結果を境界条件として 与えることで、草屯(tsatun)地区で見られた断層崖のきっかけとなるような破壊状況 の再現はできたが、一方で、既往の文献から得られる地層構造や物性値情報からは、 同地区の東端断層崖の変位を再現するようなモデル化情報がなく、予測を考えた場 合のモデル化情報の量・質がどの程必要か今後検討が必要と考える。
- 3)横ずれ断層として、2016年熊本地震を対象としモデルを単純化して計算を実施した。今回は震源断層以浅で地表までの断層のすべり量の入力値がないため、主断層自体を計算節点としている。今後、動力学シミュレーションの実施等により、地表までの断層面のすべり量を把握した上で、主断層を境界条件とした、主断層が活動することによる周辺地盤への影響(副断層の出現可能性等々)の検討が必要と考える。

3.6. APPENDIX[断層変位と表層地盤の解析手法]

断層変位のシミュレーションには様々なものがあるが(堀,2008)、本章で対象とする解 析は地表に露出していない断層面に対し、断層破壊に起因する食い違いが生じることに よって生じる表層地盤への影響を評価するものである。従って、表層地盤への影響を評 価する際、多くは断層破壊の発生や進展、地震動の伝搬などは対象とせず、設定した断 層変位が与えられた時、地表面までの地盤の破壊と残留変位を評価するものであり、浅 部地盤を対象として大変形問題を扱える手法に限定される。このような地盤の大変形ま でを対象とする解析手法は、動力学モデルを用いる手法が相当し、既往の検討事例とし ては有限要素法を用いたものが一般的である。その上で、古典的な有限要素法では破壊 を伴う大変形解析への適用性に課題が多いことから、近年ではメッシュレス・メッシュ フリー解析手法の適用が進められている。

3.6.1. 主な数値解析手法の概要

3.6.1.1. 有限要素法

有限要素法(FEM)では連続体の変形に関する支配方程式に対して、ガラーキン法を用 いることで等価な弱形式(仮想仕事の原理)による離散化を行う(Zienkiewicz 他,1996)。 この手続きにおいて、要素内の物理量を節点値から補間する内挿関数と要素領域積分を 必要とするが、要素内で完結する内挿計算は境界条件の設定などにおいて大きな優位点 となっている。なお、計算精度はメッシュ分解能の他に要素種別(内挿関数)や要素形 状、積分手法の影響を受けるが、要素変形の小さい変形領域では良質なメッシュと適切 な要素選択によって高精度な解析結果が期待できる。一方で、大変形問題においては微 小変形問題を有限変形に置き換えれば良いというわけではなく、メッシュ形状の更新な どを考慮する必要がある。

有限要素法は本来連続体を対象とした解析手法であるが、ジョイント要素を用いるこ とで断層面のモデル化が可能であり、例えば谷山らの研究(1998)に見られるように弾塑 性体間の不連続面にジョイント要素を挿入した検討がなされている。また、3次元モデ ルを用いることで(水本・他,2005)、縦ずれ断層だけでなく横ずれ断層の解析にも適用す ることができる。実務では食い違い弾性論などにより境界と断層面のずれ量を設定した 静力学的モデルによる検討が一般的であるが、動的3次元非線形解析の適用事例(有賀・ 他,2008)なども行われている。

このように広く有限要素法が採用されてきた理由としては、その長い歴史において計 算精度の良い要素の開発や、岩盤のみでなく砂質土や粘性土への適用できる構成則の導 入により(Souza・他,2012)、精度の高い解析が可能であることが大きい。しかしながら、 ジョイント要素を用いた古典的な有限要素解析では、解析モデルに予め不連続面を設定 する必要があり、破壊によって不連続面や不連続領域が拡大する問題への適用は難しい。 また、大変形の発生によって要素の積分精度が低下するため、変形の大きさによりリメ ッシングが必要となり、この処理に伴う計算コストの増大や物理量の再分配による解析 精度の低下などの問題がある。 上記問題の原因は、ラグランジュ記述の計算手法であるため界面の取り扱いや保存性 について優れる一方、要素節点関係が固定化されているため流動や回転を伴う大変形問 題への適用が困難である点に集約される。従って、従来の有限要素法で固定であった要 素節点関係を解消することで、要素分割が必要ないメッシュレス/メッシュフリーの解析 手法が開発されており、改良型の有限要素法として Belytschko ら(1994)によりまとめら れた Element Free Galerkin(EFG)法が代表的なものに挙げられる。この手法は、Nyroles らによる局所的な重み付き最小二乗法による多項式近似を用いた偏微分方程式の解法で ある Diffuse Element 法(Nayroles・他,1992)を改善したものである(奥田・他,1995)。このよ うなメッシュフリー手法が登場した背景には、大変形問題への適用だけでなく、メッシ ュ分割や不連続面のモデル化が困難であるため、これを解消する目的が大きかった(矢 川・他,2004)。メッシュレス解析については、後述するように流体解析におけるラグラン ジュ粒子を用いた手法の歴史が長いが、構造解析分野においては Manifold 法(Shi・ 他,1991)や Diffuse Element 法といった先駆的な手法が開発され、Belytschko らによって EFG 法が発表されるに至った。以降、多くの改良手法が開発されている。

Diffuse Element 法や EFG 法は有限要素法で用いられる内挿関数に、要素種別によって 決まる固定の関数ではなく、移動最小二乗近似によって着目節点の近傍節点分布によっ て局所的に決定されるものを用いる。従って、要素節点関係というものはなくなり、メ ッシュ依存性のない滑らかな補間が行われる。一方で、計算コストは古典的な有限要素 法と比較して非常に大きなものとなる。これは、一定半径内の近傍節点の設定や、移動 最小二乗近似による内挿関数の計算、ガラーキン法による弱形式の利用に際して必要と なる領域積分に費やすコストが大きくなるためである。一般にメッシュフリー解析では バックグラウンドセルを用いた積分が行われているが、この処理には高精度な数値積分 が要求されている。また、移動最小二乗近似による形状関数は Partition of Unity 条件を満 たさないため、補間された値は節点位置で節点値と一致しない。このことは基本境界条 件の設定において困難を生じる(長嶋・他,2004)。

有限要素法をベースとする手法はこの他、領域積分を必要としない hp-meshless cloud 法(Liszka・他,1996)や、節点自由度数を局所的に拡張することで形状関数の Partition of Unity 条件を満たす PUFEM(Melenka・他,1996)、その発展形である X-FEM(Belytschko・ 他,1996 や長嶋・他,2001)などの手法が開発されている。この他にも、弱形式の離散化に 用いるボクセル型のメッシュと領域積分に用いる物理領域を分けて定義する有限被覆法 (Terada・他,2003 や浅井・他,2003)など、有限要素法を拡張した実に多くの手法が開発さ れている。しかし、計算コストの大きさや特定の問題に限定されることからメッシュフ リー法の成熟には未だ時間を要するものと考えられる。また、これらの手法は粒子法に 比べて大変形問題へ適しているとはいえない。

3.6.1.2. 粒子法

メッシュフリー解析の歴史は流体解析において長く移流項の計算において生じる数値 拡散を抑制するためにラグランジュ粒子を用いる試みが古くから行われていた。1965 年 の PAF(Particle and force)法をはじめ、移流項を粒子で解きそれ以外の項を格子で扱う PIC(Particle in cell)法や界面形状を計算するためにトレーサー粒子を用いる MAC(Marker and cell)法がそれにあたる。PIC 法の考えは構造解析分野にも導入され、1995 年に Sulsky(1994)らによって固体変形問題を対象とする MPM(Material Point Method)が開発されている。この手法は斜面の崩壊・流動(阿部・他,2007)などの解析に適用されている。

一方で、格子を用いない粒子のみの計算手法は 1977 年に Lucy および Gingold と Monaghan によって開発されており、SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics)法として知ら れている。この手法は滑らかな内挿関数を用いることで、格子を必要としない強形式の メッシュフリー解析手法であり、天体力学における圧縮性流体シミュレーションのため に開発された。SPH 法の離散化は EFG 法などの後年のメッシュフリーFEM 手法とよく 似ている点もあるが、SPH 法における内挿関数(カーネル関数)の重み付き総和は差分 法でいうところの高次の consistency 条件を満たさない点に精度上の問題がある。これを 改良するためにカーネル関数を改良する RKPM(Reproducing Kernel Particle Method)(Liu · 他,1995)や CSPM(Corrective Smoothed Particle Method)(Chen · 他,1999)、 MSPH(Modified Smoothed Particle Hydrodynamics)法(Zhang · 他,2004)、移動最小二乗近似 でカーネル関数を作成する MLSPH 法(Dilts・他,1999,2000)などが開発されている。これ らの改良手法は、SPH のカーネル関数を粒子位置で局所的に変換を加えることで解析精 度を向上するものであり、1 次以上の consistency 条件を満たすことができる。構造解析 の分野では、非線形履歴などを再現する観点からは微小な誤差の混入も好ましくなく、 このような高精度な粒子法の適用が検討されている。しかしながら、これらの解析手法 を用いることで計算精度が改善されるが、一方で増加する計算コストについては留意す る必要がある。

粒子法は、変形や流動により周囲の粒子が変わる度に内挿関数の影響半径内粒子の組 み合わせを更新するため、ステップ毎にリメッシングを行う手法と考えることができ、 自由表面を持つ大変形・流動問題に特に適した手法である。そして、格子の幾何接続関 係に依存しない内挿関数の導入はメッシュフリー解析手法において一般的である。しか し、このような解析手法は、断層変位などの入力を想定した地盤変状解析などへの適用 は未だ一般的ではないようである。これは、粒子法が連続体を対象とした手法であるた め、不連続面の取り扱いには課題を残すためと考えられる。なお、高次の consistency 条 件を満たす高精度な粒子法では、材料界面で不連続な勾配を考慮可能であり、流体解析 の分野では不連続性を考慮した解析も実施されている。CSPM を改良した Discontinuous SPH(DSPH)(Liu・他,2003)や、MLS に微分不連続性を導入した手法がこれに該当する(橋 本・他)。しかしながら、このような手法も固体の離散体的な接触問題を本質的に解決す るものではない。

1990年代に越塚らは新しい粒子法として MPS(Moving Particle Semi-implicit)法)を提案 した。MPS 法は従来の粒子法とは異なり、微分方程式を重み付き差分近似によって計算 する手法である。MPS 法は非圧縮性流体の解析において、連続式を満たすために圧力の ポアソン方程式を解くことにより粒子速度を修正する半陰解法を粒子法にはじめて導入 しており、この考えは後に SPH 法にも適用されている。MPS は他の粒子法と微分演算の 取り扱いが異なり、手法の持つ計算精度の確認は難しいものであるが、流体から構造ま で広く研究が進められている。また、SPH などの既往の粒子法と同様に、MLS 近似やテ イラー展開の高次項を計算することによる高精度粒子法の開発が多数行われている(玉 井・他)。

3.6.2. 代表的な数値解析手法の離散化について

上述した各数値解析手法のうち、特に大変形を想定した数値解析に広く用いられてい る粒子法を取り上げ、それぞれの離散化について本節において概要を説明する。粒子法 については基本的なものとして SPH 法と MPS 法を紹介する。なお、有限要素法につい ての離散化手法については、既に数多くの論文から一般図書に至るまでまで紹介されて いるため、ここでは割愛する。

3.6.2.1. SPH 法

SPH 法は宇宙物理学分野における圧縮性流体解析手法として、1977 年に Lucy および Gingold と Monaghan によって開発された。メッシュフリー解析手法としては最も歴史が 長く、また MPS 法などとともに挙げられる粒子法の代表格である。FEM が要素内の状 態量を節点の値から内挿する形状関数を用いるのに対し、SPH 法では影響半径内の粒子 点値から着目粒子の状態量を補間するカーネル近似を行う。

影響半径内の粒子は粒子運動とともに時々刻々と更新され、これは FEM などのリメッシング処理と同様の処理を毎ステップ実行していることに相当する。そのため、メッシュが破たんすることなく計算を継続できることから大変形問題に向いている手法といえる。一方で、FEM における要素のように影響範囲が要素毎に独立しておらず、また Gauss-Legendre 公式のような要素内定点における高精度積分を採用しないため、領域境界や粒子配置の乱れにより著しく計算精度が悪化する問題が知られている。



図 3.6-1 影響半径と粒子法における計算点

以降に SPH 法の基本的な計算方法について述べる(Liu・他,2003、渡辺,2013、Randles・他 1996)。

(1) カーネル近似

任意の連続関数f(x)に関して以下の恒等式を考える。

$$f(x) = \int_{\Omega} f(x') \,\delta(x - x') dx' \tag{3.1}$$

ここで、dx'は任意点の支配体積であり、 δ は Dirac のデルタ関数である。デルタ関数 を滑らかな関数W(x - x', h)で置き換えると次の近似式が成立する。

$$f(x) \approx \int_{\Omega} f(x') W(x - x', h) dx'$$
(3.2)

関数Wは計算分解能の基準となる任意の幅h(初期粒子間距離)を持ち、hの定数倍の 影響半径に渡って状態量を滑らかに補間する関数であり、SPH法においてカーネル関数 と呼称されるものである。f(x)の定義域全体に渡って上記近似が成立するならば、価点 の物理量はカーネル関数によって連続体の物理量に置き換えられる。このような内挿関 数を用いる補間処理はFEMにおける形状関数を用いた要素内補間に似ている。しかし、 SPHにおいては要素の概念はなく、領域全体に渡って粒子のカーネル近似が連続し、影 響半径がオーバーラップしている点で異なる。

SPH の計算で上記の近似が成立するためには、カーネル関数は以下の条件を満たす必要がある。

$$\int_{\Omega} W(x - x', h) dx' = 1$$
(3.3)

$$\lim_{h \to 0} W(x - x', h) = \delta(x - x')$$
(3.4)

$$W(x - x', h) = 0$$
 when $|x - x'| > \alpha h$ (3.5)

$$\int_{\Omega} (x - x') W(x - x', h) dx' = 0$$
(3.6)

第1および第4の条件はそれぞれ差分法における0次と1次の consistency 条件に相当 し、通常の SPH の計算では、粒子配置の乱れとモデル境界の粒子数の不足に起因して満 たすことができない。前述のとおり、この条件を満たすためのより高精度な計算手法と しては様々なものがあるが、代表的なものとして Chen らによって提案された CSPM(Corrective Smoothed Particle Method)を本章の次項で後述する。第2の条件は メッシュフリー法で問題となる partition of unity 条件、第3の条件は compact support 条 件と知られる有限の影響半径を持つことを示すものであり、これらは適切なカーネル関 数を選択することで基本的に満たされる。

(2) 空間微分表現

連続関数f(x)の空間微分は次式で示されるようにカーネル近似される。

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} \approx \int_{\Omega} \frac{\partial f(x')}{\partial x} W(x - x', h) dx'$$
(3.7)

微分演算則より上式右辺を部分積分すると、

$$\frac{\partial f(x')}{\partial x}W(x-x',h) = \frac{\partial}{\partial x}[f(x')W(x-x',h)] - f(x')\frac{\partial W(x-x',h)}{\partial x}$$
(3.8)

となり、次式が得られる。

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} \approx \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial x} [f(x')W(x-x',h)] dx' - \int_{\Omega} f(x') \frac{\partial W(x-x',h)}{\partial x} dx'$$
(3.9)

上式右辺第 1 項はガウスの発散定理より積分領域表面の積分に置き換えることができ、 更に compact support 条件から結局のところ 0 になる。従って連続関数*f*(*x*)の空間微分は次 式に示される通りカーネル関数のみの微分によって表現される。

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} \approx -\int_{\Omega} f(x') \frac{\partial W(x-x',h)}{\partial x} dx'$$
 (3.10)

つまり、FEM で要素内ひずみの計算に形状関数の微分を利用するように、SPH でも同様

の計算を行うことができる。これは後述の MPS 法と大きく異なる点である。

・ 勾配の計算

連続関数f(x)がスカラー値関数であるとき勾配は次式で示される。

$$\nabla f(x) \equiv \frac{\partial f(x)}{\partial x_1} \vec{\iota} + \frac{\partial f(x)}{\partial x_2} \vec{j} + \frac{\partial f(x)}{\partial x_3} \vec{k}$$
(3.11)

上述のとおり空間微分はカーネルの微分で置き換えられるので次式が得られる。

$$\nabla f(x) \approx -\int_{\Omega} f(x') \nabla W(x - x', h) dx'$$
(3.12)

カーネル関数が等方関数である場合は距離rと方向余弦を用いて次式で計算できる。

$$\nabla f(x) \approx -\int_{\Omega} f(x') \frac{x - x'}{r} \frac{\partial W(r, h)}{\partial r} dx'$$
(3.13)

・発散の計算

連続関数f(x)がベクトル値関数であるとき発散は次式で示される。

$$\nabla \cdot f(x) \equiv \frac{\partial f_1(x)}{\partial x_1} + \frac{\partial f_2(x)}{\partial x_2} + \frac{\partial f_3(x)}{\partial x_3}$$
(3.14)

したがってカーネル近似により次式が得られる。

$$\nabla \cdot f(x) \approx \int_{\Omega} \nabla \cdot f(x') W(x - x', h) dx'$$
(3.15)

更に、右辺の部分積分とガウスの発散定理により次式が得られる。

$$\nabla \cdot f(x) \approx -\int_{\Omega} f(x') \cdot \frac{\partial W(x-x',h)}{\partial x} dx'$$
 (3.16)

カーネル関数が等方関数である場合は距離rと方向余弦を用いて次式で計算できる。

$$\nabla \cdot f(x) \approx -\int_{\Omega} f(x') \cdot \frac{x - x'}{r} \frac{\partial W(r, h)}{\partial r} dx'$$
(3.17)

・ラプラシアンの計算

連続関数f(x)がスカラー値関数であるときラプラシアンは次式で示される。

$$\nabla^2 f(x) \equiv \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x_3^2}$$
(3.18)

カーネル近似により次式が得られる。

$$\nabla^2 f(x) \approx \int_0^\infty f(x') \nabla^2 W(x - x', h) dx'$$
(3.19)

カーネル関数が等方関数である場合は距離rを用いて次式で計算できる。

$$\nabla^2 f(x) \approx \int_{\Omega} f(x') \frac{\partial^2 W(r,h)}{\partial r^2} dx'$$
(3.20)

カーネル関数に等方関数を採用する場合、距離rの関数を微分する際の座標系は極座標と なる点に注意が必要である。1 階微分についてはデカルト座標系と極座標系の結果は同じと なるが、ラプラシアンについては一致しない。ラプラシアン演算子は2次元および3次元の 極座標ではそれぞれ次式で示される。

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$
(3.21)

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \phi}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\cot \phi}{r^2}\frac{\partial}{\partial \phi}$$
(3.22)

等方関数である場合、*θ*および*φ*のかかる項は対称性から無視することが可能であり、結論として*r*のみによる1階微分と2階微分を求めておけばラプラシアンが導出可能である。

(3) カーネル関数

カーネル関数としては複数回微分可能な滑らかな関数を設定する必要がある。SPH 法で は Exponential 型による Gauss 関数やそれを模擬した高次の B-Spline 関数がよく用いられて いる。B-Spline 関数としては 3 次、4 次、5 次の関数がよく用いられている。計算精度が比 較的良いことからよく用いられている 5 次の B-Spline 関数を次式に示す。

W(r,h) =

$$C_{d} \begin{cases} \left(3 - \frac{r}{h}\right)^{5} - 6\left(2 - \frac{r}{h}\right)^{5} + 15\left(1 - \frac{r}{h}\right)^{5} & \left(0 \le \frac{r}{h} < 1\right) \\ \left(3 - \frac{r}{h}\right)^{5} - 6\left(2 - \frac{r}{h}\right)^{5} & \left(1 \le \frac{r}{h} < 2\right) \\ \left(2 \le \frac{r}{h} < 3\right) \end{cases}$$

(3.23)

ここで、係数 C_a は次元数による補正係数であり、1~3 次元についてそれぞれ1/120 πh 、7/478 πh^2 、3/359 πh^3 である。この補正係数は 0 階の関数の積分値を 1.0 に修正するためのものであり、実用上は格子配置した仮想粒子に対して影響半径内のW(r)の総和を計算し、その逆数を C_a とすることで全ての次元とカーネル関数に対して共通化を図ることができる。

このカーネル関数の1階微分は以下の通りであり、勾配は上述のとおり方向余弦を用いて 計算される。SPH カーネルの微分は極座標系において行う必要があるが1階微分について は直交座標系と特に違いはない。

$$\frac{\partial W(r,h)}{\partial r} = \frac{5\left(3-\frac{r}{h}\right)^4 - 30\left(2-\frac{r}{h}\right)^4 + 75\left(1-\frac{r}{h}\right)^4 \qquad \left(\begin{array}{c} 0 \le \frac{r}{h} < 1 \right) \\ 5\left(3-\frac{r}{h}\right)^4 - 30\left(2-\frac{r}{h}\right)^4 \qquad \left(\begin{array}{c} 1 \le \frac{r}{h} < 2 \right) \\ 5\left(3-\frac{r}{h}\right)^4 \end{array} \right)$$

(3.24)

このカーネル関数の2階微分は以下の通りであり、ラプラシアンは上述のとおり極座標系の微分であることから、2次元の場合には式(3.26)、3次元の場合で式(3.27)となる。

$$\frac{\partial^2 W(r,h)}{\partial r^2} = 20\left(3 - \frac{r}{h}\right)^3 - 120\left(2 - \frac{r}{h}\right)^3 + 300\left(1 - \frac{r}{h}\right)^3 \qquad \left(\begin{array}{c} 0 \le \frac{r}{h} < 1 \right) \\ 20\left(3 - \frac{r}{h}\right)^3 - 120\left(2 - \frac{r}{h}\right)^3 \\ 20\left(3 - \frac{r}{h}\right)^3 - 120\left(2 - \frac{r}{h}\right)^3 \\ \left(\begin{array}{c} 1 \le \frac{r}{h} < 2 \right) \\ \left(\begin{array}{c} 2 \le \frac{r}{h} < 3 \end{array}\right) \\ \left(\begin{array}{c} 2 \le \frac{r}{h} < 3 \end{array}\right) \\ \end{array} \right)$$

(3.25)

$$\nabla^2 W(r,h) = \frac{\partial^2 W(r,h)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W(r,h)}{\partial r}$$
(3.26)

$$\nabla^2 W(r,h) = \frac{\partial^2 W(r,h)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial W(r,h)}{\partial r}$$
(3.27)

なお、SPH 法の計算においては、Morris ら(1997)の提案からラプラシアンの計算を次式で 置き換えることも一般的である。これは比較的低次の関数でも2階微分を表現可能となるこ と、MPS 法などに見られるポアソン方程式の求解で対角項を大きくとれること、2階微分項 の次数収束性は1 階微分に比べて厳しくなるため、安定性と精度の関係から選択されてい る。

$$\nabla^2 W(r,h) = \frac{1}{r} \frac{\partial W(r,h)}{\partial r}$$
(3.28)

5 次の B-Spline 関数についてその関数値と勾配およびラプラシアンを無次元化して図 3.6-2 に示す。ここでは、ラプラシアンについて Morris の提案モデルによるものも合わせて 示す。



図 3.6-2 5 次の B-Spline 関数(左:2 次元、右:3 次元)

(4) 連続体の支配方程式の離散化

粒子法は計算点がラグランジュ粒子として直接移動するため質量の保存は自明であり、 連続体の密度は一般に影響半径内粒子の質量からカーネル関数を用いて計算される。

$$\rho_i = \sum_j m_j W(r_{ij}, h) \tag{3.29}$$

即ち、カーネル関数は体積の逆数の次元を持っており、*m_j/ρ_j*は粒子片の支配体積と考える ことができる。自由表面などの境界部では影響半径内粒子が不足するため上記密度は小さ くなるため、粒子密度は自由表面の判定基準としてよく用いられている。

連続の式は SPH 法により以下に示すように離散化される。

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \boldsymbol{\nu} = 0 \tag{3.30}$$

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = -\rho_i \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \boldsymbol{v}_j \nabla W(r_{ij}, h)$$
(3.31)

$$\nabla W(r_{ij},h) = \frac{x_j - x_i}{r_{ij}} \frac{\partial W(r_{ij},h)}{\partial r}$$
(3.32)

ここで、カーネルが偶関数であり粒子配置が均質であれば、対称性があることから次式 が成立する。

$$\rho_i \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \boldsymbol{\nu}_i \nabla W(r_{ij}, h) = 0$$
(3.33)

上式を離散化した連続式から引くことで速度が2粒子間の差の形で得られる。

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = -\rho_i \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (\boldsymbol{v}_j - \boldsymbol{v}_i) \nabla W(r_{ij}, h)$$
(3.34)

一般に SPH 法では差の形を用いた方が高精度であることが知られているが、特に構造解 析においては速度差がないときにひずみが増減しないことから重要である。

連続体の運動方程式は以下のように強形式で離散化される。

$$\frac{D\boldsymbol{v}}{Dt} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{F}$$
(3.35)

$$\frac{D\boldsymbol{v}_i}{Dt} = \frac{1}{\rho_i} \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \boldsymbol{\sigma}_j \nabla W(r_{ij}, h) + \boldsymbol{F}$$
(3.36)

連続式で用いた差の形と同様にして次式に示す和の形が得られる。

$$\frac{D\boldsymbol{v}_i}{Dt} = \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} (\boldsymbol{\sigma}_j + \boldsymbol{\sigma}_i) \nabla W(r_{ij}, h) + \boldsymbol{F}$$
(3.37)

また、SPH 法では微分操作により次式のような定式もよく用いられている。

$$\frac{D\boldsymbol{v}_i}{Dt} = \sum_j m_j \left(\frac{\sigma_j}{\rho_j^2} + \frac{\sigma_i}{\rho_i^2}\right) \nabla W(r_{ij}, h) + \boldsymbol{F}$$
(3.38)

(5) 構造解析への適用

SPH 法は有限要素法と親和性が高く、一般に同様の構成則をそのまま適用可能であることは大きな利点である。ひずみ速度テンソルはカーネル近似によって以下のように示される。

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xy} = \frac{1}{2} \sum_{j} \frac{m_{j}}{\rho_{j}} \left\{ \left(\boldsymbol{v}_{j} - \boldsymbol{v}_{i} \right)_{x} \nabla W \left(r_{ij}, h \right)_{y} + \left(v_{j} - \boldsymbol{v}_{i} \right)_{y} \nabla W \left(r_{ij}, h \right)_{x} \right\}$$
(3.39)

また、スピンテンソルもまた同様に次式で示される。

$$\boldsymbol{\omega}_{xy} = \frac{1}{2} \sum_{j} \frac{m_{j}}{\rho_{j}} \left\{ \left(\boldsymbol{v}_{j} - \boldsymbol{v}_{i} \right)_{x} \nabla W \left(r_{ij}, h \right)_{y} - \left(v_{j} - v_{i} \right)_{y} \nabla W \left(r_{ij}, h \right)_{x} \right\}$$
(3.40)

大変形問題においては、Jaumann 応力速度 $\hat{\sigma}_{xy}$ と Cauchy 応力速度 $\dot{\sigma}_{xy}$ の関係を適用することで、1ステップの間に生じたひずみから共回転の影響を取り除くことが可能であり、この関係は次式に示される。

$$\widehat{\boldsymbol{\sigma}}_{xy} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}_{xy} - \boldsymbol{\sigma}_{xy} \boldsymbol{\omega}_{yz} + \boldsymbol{\omega}_{xy} \boldsymbol{\sigma}_{yz}$$
(3.41)

Cauchy 応力 σ_{xy} は応力速度を時間積分して更新できる。応力速度は剛性テンソルを D_{xvkl} として次式で計算できる。

$$\hat{\boldsymbol{\sigma}}_{xy} = \boldsymbol{D}_{xykl} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{kl} \tag{3.42}$$

応力速度より Cauchy 応力を更新し、SPH で離散化された連続体の運動方程式に代入 することで各粒子の加速度を更新できる。ただし、SPH の解析では引張の発生によって 計算が不安定化する Tensile instability の問題が指摘されており(Dyka・他,1995 や Vignjevica・他,2000)、Monaghan(2001)らによって導入された人工粘性や人工応力を用い て安定化を図ることが一般的である(酒井・他,2001)。

この問題は連続体内に離散化のエラーによる粗密が生じることに起因し、引張が生じ る場合に引力の作用によって疎らに粒子が凝集し、このクラスタリング現象が解消しな くなることで発生する。一方で圧縮が生じる場合は斥力により誤差が解消するため不安 定性は生じない。SPH のカーネル関数は釣鐘状の重み分布を持つため、一階微分項が着 目粒子近傍で特に小さくなく、このような問題が解消し難い性質がある。また、せん断 変形が生じる際に誤差が蓄積し易く、非圧縮性流体の解析など密度一定条件が課される 場合には発生しにくくなることが知られている(酒井・他,2004)。根本的な原因は影響半 径内の近傍粒子群の持つ変形自由度に対し、カーネル積分によって得られる運動拘束が、 SPH 近似において高次の consistency を満たされない問題から不足し、偽りの変形(アワ グラス/ゼロエネルギー)モードを生じていると考えられる。従って、粒子法計算の高精 度化により解消する問題であるが、FEM などでも導入されているような人工的な粘性の 導入も有効である。

ここで、人工粘性を考慮した運動方程式は以下に示される。

$$\frac{D\boldsymbol{v}_i}{Dt} = \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \left(\boldsymbol{\sigma}_j + \boldsymbol{\sigma}_i + \rho_i \rho_j \Pi_{ij} \right) \nabla W \left(r_{ij}, h \right) + \boldsymbol{F}$$
(3.43)

$$\frac{D\boldsymbol{v}_i}{Dt} = \sum_j m_j \left(\frac{\sigma_j}{\rho_j^2} + \frac{\sigma_i}{\rho_i^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla W(r_{ij}, h) + \boldsymbol{F}$$
(3.44)

Monaghan らによって導入された人工粘性は以下の式より計算される。

$$\Pi_{ij} = \frac{-\alpha C_{ij} \phi_{ij} + \beta \phi_{ij} |\phi_{ij}|}{\rho_{ij}} \tag{3.45}$$

$$\phi_{ij} = \frac{h(v_j - v_i) \cdot (x_j - x_i)}{|x_j - x_i|^2 + \gamma h^2}$$
(3.46)

ここで、 $C_{ij} \ge \rho_{ij}$ はそれぞれ縦波の速度と密度であり、2物性間の算術平均をとる。また、 $\alpha \ge \beta$ および γ は人工粘性の大きさを調整するパラメータであり、対象とする問題おいて適切な値を設定する。

粒子毎に独立した運動方程式を陽解法で時間発展する処理は個別要素法と同様であ る。安定性の条件としては縦波の速度よりクーラン数条件が制約となる。

3.6.2.2. MPS 法

MPS 法は SPH 法と同様に粒子法の1つであり、格子点ではなく粒子点に物理量を設定 し現象を解き明かすラグランジュ記述の計算手法である。この手法は非圧縮性流体の解 析に適した粒子法として越塚らによって考案された(越塚,2005)。工学分野では非圧縮性 流体の流れが問題になることが多く、圧力のポアソン方程式を解くことで半陰的に非圧 縮条件を満たす MPS 法が開発され、現在では SPH 法において同様の半陰的計算方法が 非圧縮性問題を対象とする解析に導入されるようになっている。前述のとおり、MPS と SPH 法の大きな違いは空間微分の離散化手法にあり、SPH が有限要素法などと同様に内 挿関数から微係数を計算するのに対し、MPS 法は差分法に基づく離散化を行っている。

粒子法は不特定の近傍粒子間で寄与の積分計算を行う解析手法であり、ステップ毎に リメッシュを実行するアルゴリズムに相当することから、大変形問題に対しての適用性 が高いことなどは SPH 法との共通の特徴である。

以下に MPS 法の基本的な計算手順について説明する(越塚,2005)。

(1) 重み関数

MPS 法では SPH 法におけるカーネル関数に相当するものとして、次式に示される粒子 間距離の関数である重み関数w(r)を用いる。

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & (0 \le r < r_e) \\ 0 & (r_e \le r <) \end{cases}$$
(3.47)

ここで、r_eは影響半径であり初期粒子間距離の 2~4 倍程度の距離を設定する。この関数は SPH 法のカーネル関数などと異なり、影響半径内で積分しても1にはならず、また 微分することもできないものである。MPS 法ではこの関数を重み付け平均における重み としてのみ使用する。

この重み付け平均における重みの合計は粒子数密度と定義され次式に示される。特に 粒子が規則正しく格子配置に並べられたときの理想的な重み合計を初期粒子数密度n₀と 定義する。

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|x_j - x_i|) \tag{3.48}$$

この値は自由表面近傍で内部領域に比べて小さくなるため、最も一般的な自由表面判定の基準に用いられている。越塚らは*n_i* < 0.97*n*₀となる粒子を自由表面と判定するように推奨しており、主に非圧縮性流体解析の圧力計算において圧力 0 のディリクレ境界条件の設定において用いられる。

(2) 粒子間相互作用モデル

SPH 法などにおいて内挿関数の微分を計算することで表現される微分演算子は、MPS 法においては差分法に基づき計算される。MPS 法における各演算子は以下のように計算 している。

MPS 法の勾配モデルは次式で定義される。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\phi_j - \phi_i}{|x_j - x_i|^2} (x_j - x_i) w(|x_j - x_i|)$$
(3.49)

ここで、*ϕ* はスカラーポテンシャルであり*d* は次元数である。上式ではスカラーポテ ンシャルの差を距離で割り方向余弦を乗じたものに重み関数が乗じられている。*n*₀での 除算は重み関数の正規化のためであり、*n_i*で除算していないことは精度の低い境界近傍 の影響を小さくするためと考えられる。次元数が乗じられていることは、相対位置ベク トル方向 1 次元分のみの重みとなった勾配を本来の次元数分の重みに戻すためである。 このように MPS 法の勾配モデルは着目粒子と近傍粒子間の1階差分の重み付き平均であ ることが分かる。

MPS 法の発散モデルは同様に次式で定義される。

$$\langle \nabla \cdot \boldsymbol{u} \rangle_{i} = \frac{d}{n_{0}} \sum_{j \neq i} \frac{(\boldsymbol{u}_{j} - \boldsymbol{u}_{i}) \cdot (\boldsymbol{x}_{j} - \boldsymbol{x}_{i})}{|\boldsymbol{x}_{j} - \boldsymbol{x}_{i}|^{2}} w(|\boldsymbol{x}_{j} - \boldsymbol{x}_{i}|)$$
(3.50)

ここで、u はベクトル変数であり式は相対位置ベクトル方向の1 階差分と方向余弦の 内積の重み付き総和をとり発散を計算している。従って勾配モデルと同様に次元数を乗 じることで本来の次元数分の重みに修正されている。上式からも、SPH などと異なり微 分計算が粒子変数の差分で与えられていることを確認できる。また、発散モデルにおい ては、ベクトル変数が粒子にではなく粒子間に定義される u_{ij} である場合、方向余弦と差 分計算に用いる距離 $|x_j - x_i|$ は $|x_{ij} - x_i| = |x_j - x_i|/2$ で置き換えられる。従ってこの場合の 発散モデルは次式で定義される。

$$\langle \nabla \cdot \boldsymbol{u} \rangle_{i} = \frac{2d}{n_{0}} \sum_{j \neq i} \frac{\boldsymbol{u}_{ij} \cdot (\boldsymbol{x}_{j} - \boldsymbol{x}_{i})}{|\boldsymbol{x}_{j} - \boldsymbol{x}_{i}|^{2}} w(|\boldsymbol{x}_{j} - \boldsymbol{x}_{i}|)$$
(3.51)

MPS 法のラプラシアンモデルは次式で定義されている。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n_0} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) w(|x_j - x_i|)$$
(3.52)

ここで、*λ* は統計的な分散を解析解と一致させる係数とされ、等方的な拡散に対する 係数として次式で定義されている。

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} |x_j - x_i|^2 w(|x_j - x_i|)}{\sum_{j \neq i} w(|x_j - x_i|)}$$
(3.53)

上式よりλが距離の2乗の重み付き平均であることが分かる。この値は解析においては 規則正しい格子配置粒子を用いて計算し、解析終了時まで一定値として扱う。

なお、差分法と同様に MPS 法の勾配モデルに対して発散モデルを適用すると次式が得られる。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \langle \nabla \cdot \langle \nabla \phi \rangle_i \rangle = \frac{2d}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\phi_j - \phi_i}{|x_j - x_i|^2} w(|x_j - x_i|)$$
(3.54)

これはラプラシアンモデルとは一致せず、総和計算内の分母が2粒子間の距離の2乗 となっていることが確認できる。MPSのラプラシアンモデルはこの距離の2乗を重み付 き平均λで置き換えたものであり、指向性のないラプラシアン演算子の作用としてはより 好ましい性質を持つと考えられる。なお、ラプラシアン演算子の作用は粒子iの持つ物理 量を近傍の粒子に分配するものであり、粒子iが失う量は近傍粒子に分配される総量と等 しくなる。



図 3.6-3 ラプラシアン演算子の作用

(3) 非圧縮性条件の計算

MPS 法の計算は微分演算子が異なること以外は基本的に SPH 法と同じであるが、 Moving particle semi-implicit の名称が示す通り、粒子法の非圧縮性流体解析に SMAC 法 などで用いられる半陰的な解法を導入したことが手法の特徴であった。SPH 法では非圧 縮性流体を圧縮率の小さい疑似非圧縮性流体として扱うため、引張発生時に粒子配置が 疎らになって不安定化する問題が知られていた。MPS 法では陰的計算によって密度一定 条件が課されることや、重み関数が距離 0 で無限大の重みを持つことからこのような問 題が生じにくく、非圧縮性流体の解析により適した粒子法といえる。非圧縮性条件によ る拘束は大変形問題において不安定性の問題を回避する上で重要であり、構造解析において極めて大きな変形を対象とする場合に用いられている(酒井・他,2004)。

前述のとおり、SPH 法にも同様の半陰的アルゴリズムが導入されており(Cummins・ 他,1999 や Shao・他,2003)、また MPS 法においても大規模計算(Murotani・他,2014)や構造 解析(稲垣・他や吉田・他,2010)を対象に陽解法が適用されるようなっている。従って、 それぞれの手法の差は微分演算子を除いて曖昧になっており、越塚らは MPS 法の名称を Moving particle semi-implicit 法ではなく、Moving particle simulation 法と修正している。こ こでは、表層地盤の解析とは直接関係はないが、粒子法において非圧縮条件を与える方 法として MPS において粒子法に導入された、非圧縮性流体の半陰的解法について簡単に 説明する。

流体の運動方程式である Navier-Stokes 方程式はラグランジュ計算手法である粒子法で は以下のように記述される。また同時に連続式も満たす必要がある。

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \boldsymbol{v} + \boldsymbol{g}$$
(3.55)

$$\frac{D\rho}{\partial t} = 0 \tag{3.56}$$

ここで、**v**は流体速度、ρは密度、Pは圧力、μは粘度であり、gは重力加速度項である。 この運動方程式の各項の微分演算子は MPS 演算子モデルに置き換えて離散化される。

MPS 法における半陰的解法では、圧力項を無視した仮の中間時間断面における状態を 定義することで圧力と速度を分離し、連続式を満たすように圧力の静的な釣り合いを取 る2段階式の変数分離解法である。圧力項以外は MPS の演算子モデルと時間積分によっ て陽的に計算可能であり、仮の速度**v***が計算されることにより仮の位置ベクトル**x***が得 られる。この仮の座標における粒子数密度を**n***とする。

移動後の中間時間断面における仮の座標では連続式を満たさないため、陰的に圧力を 計算して圧力勾配項から速度修正量v'を計算し粒子座標を修正する。この修正速度は圧 力勾配項を時間積分したものであり次式で与えられる。

$$\boldsymbol{\nu}' = -\frac{\Delta t}{\rho} \nabla P^{k+1} \tag{3.57}$$

ここで、速度修正による粒子数密度の修正量をn'とすると圧縮性流れの質量保存則で ある次式は、

$$\frac{D\rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \boldsymbol{v} = 0 \tag{3.58}$$

次のように置き換えることができる。

$$\frac{n'}{n_0\Delta t} + \nabla \cdot \boldsymbol{\nu}' = 0 \tag{3.59}$$

ここで、修正速度v'の発散をとり上式に代入すると次式のポアソン方程式が得られる。

$$\nabla^2 P^{k+1} = -\frac{\rho_0}{\Delta t^2} \frac{n^* - n_0}{n_0} \tag{3.60}$$

連立方程式の左辺はラプラシアンモデルを適用して係数行列として計算でき、右辺は 流体密度をΔt秒間に初期密度に戻す外力項として与えられる。得られた圧力項を用いて 圧力勾配項を計算し仮の座標を更新することで非圧縮性流体の運動を計算することが可 能である。

(4) 構造解析への適用

MPS 法を用いた構造解析では一般に運動方程式の応力発散項を、静水圧項と偏差応力 項に分けて計算が行われている。従って構造解析においては偏差応力の発散項と静水圧 力発散項から粒子加速度が計算される。このような計算のメリットは tensile instability の 解消にあり、粒子法の離散化によるエラーとして現れる不安定性を回避できる。なお、 SPH 法による構造解析においてもこのような計算の適用例(戎・他,2013)があるが、tensile instability が回避される根本的な要因は静水圧項と偏差応力項の分解ではなく、MPS の構 造解析において偏差応力項の評価に DEM のような 2 粒子間相互作用を考慮するためと 考えられる。これは、MPS が重み付き差分的なアルゴリズムを採用するために得られた 帰結であるが、特に問題となるせん断変形発生時のエラーを回避することができる。な お、構造解析では静的検討にも適用可能な陰解法による研究(近澤・他,2000)も行われて いるが、適用事例の多くは陽解法(宋・他,2005)による動的検討であり、一般に用いられ ている計算手法を説明する。

構造解析における運動方程式は次式で示される。

$$\frac{\partial \boldsymbol{\nu}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \boldsymbol{\varepsilon}_{zz} \delta_{xy} + 2\mu \boldsymbol{\varepsilon}_{xy} \right) + \boldsymbol{F}$$
(3.61)

ここで、λとμはラメの定数でありεはひずみテンソル、Fは外力項である。式の右辺第 1項が圧力項に相当し、第2項が偏差応力項である。

ひずみの計算について、SPH 法では相対速度の発散よりひずみ速度を計算するのが一般的であるが、MPS 法では粒子間の相対変位から粒子間ひずみを計算する。即ち、軸ひずみとせん断ひずみは 2 粒子間で次式のように定義される。

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^{n} = \frac{\boldsymbol{u}_{ij}^{n}}{|\boldsymbol{x}_{ij}^{0}|} \tag{3.62}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}^{t} = \frac{\boldsymbol{u}_{ij}^{t}}{\left|\boldsymbol{x}_{ij}^{0}\right|} \tag{3.63}$$

ここで、**u**は2粒子間の相対変位ベクトルであり、nとtは法線と接線成分を意味する。 また、**x**⁰_{ij}は初期相対位置ベクトルである。これは2粒子間の差分を用いて微分を表す MPS の離散化によるものであるが、応力が2点間の変位に比例するモデルは個別要素法 におけるばねを用いた離散化と同様である。なお、大変形問題においては共回転の影響 を取り除く必要があり、MPS 法では次式を用いて相対変位を計算する。

$$\boldsymbol{u}_{ij} = \boldsymbol{x}_{ij} - \boldsymbol{R}_{ij} \boldsymbol{x}_{ij}^{0} = (\boldsymbol{x}_{j} - \boldsymbol{x}_{i}) - \boldsymbol{R}_{ij} (\boldsymbol{x}_{j}^{0} - \boldsymbol{x}_{i}^{0})$$
(3.64)

ここで、**R**_{ij}は回転行列であり2粒子間の相対変位ベクトルの姿勢を記述する。このため、各粒子には個別要素法に見られるように回転角と角速度が定義される。また、双方向で回転行列が整合するように、姿勢を表す回転行列は2粒子間の回転角の算術平均を用いて計算される。なお、3次元計算においては姿勢の記述は四元数を用いて記述されることが多い。

偏差応力は2粒子間で定義され、法線方向ひずみと接線方向ひずみから次式のように 計算される。

$$\vec{\sigma}_{ij} = 2\mu \frac{u_{ij}^n}{|x_{ij}^0|} \tag{3.65}$$

$$\vec{\tau}_{ij} = 2\mu \frac{u_{ij}^t}{|x_{ij}^0|} \tag{3.66}$$

このように2粒子間で定義される応力は、着目粒子位置で計算される応力テンソルに よる運動発展と異なり、tensile instabilityを生じないことが知られている。なお、静水圧 力は次式に示されるように各粒子位置における相対変位の発散から体積ひずみを算出す ることで計算できる。

$$\langle P \rangle_i = \lambda \frac{d}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{u_{ij} \cdot (x_j - x_i)}{|x_{ij}^0| |x_j - x_i|} w(|\mathbf{x}_{ij}^0|)$$
(3.67)

または、SPH 法などで行われているように状態方程式を構成則として粒子密度から圧 力を計算することも可能である。

$$P = \rho c^2 \left(\frac{n - n_0}{n_0}\right) \tag{3.68}$$

粒子間で定義した偏差応力と圧力に発散モデルを適用して離散化すると着目粒子に生じる加速度は次式で計算できる。ここで、粒子位置で定義された圧力は対称化のために 算術平均を行っている。

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{i}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{2d}{n_{0}} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{\vec{\sigma}_{ij}}{|\mathbf{x}_{ij}^{0}|} + \frac{\vec{\tau}_{ij}}{|\mathbf{x}_{ij}^{0}|} + \frac{P_{i} + P_{j}}{2|\mathbf{x}_{ij}^{0}|} \frac{(\mathbf{x}_{j} - \mathbf{x}_{i})}{|\mathbf{x}_{j} - \mathbf{x}_{i}|} \right\} w(|\mathbf{x}_{ij}^{0}|)$$
(3.69)

上式で計算される加速度によって計算される運動は、角運動量を保存しない。これは 粒子間で定義するせん断応力が2粒子間で偶力となるため、同じ向きの回転を生じるこ とから角運動量が保存されないことに起因する。そこで次式に示されるようにせん断応 力によって生じるモーメントを計算し、発生したモーメントを打ち消すようにそれぞれ の粒子にトルクを与える必要がある。

$$F_{ij} = \frac{2dm}{\rho n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\vec{\tau}_{ij}}{\left| \mathbf{x}_{ij}^0 \right|} w(\left| \mathbf{x}_{ij}^0 \right|)$$
(3.70)

$$M_{ij} = (\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i) \times F_{ij} \tag{3.71}$$

$$I\frac{\partial\dot{\phi}_i}{\partial t} = -\frac{1}{2}\sum_{j\neq i}M_{ij} \tag{3.72}$$

ここで、*mと*ρはそれぞれ質量と密度であり、*I*は着目粒子の慣性モーメントである。 粒子法の解析では慣性モーメントは粒子を立方体に見立てて計算する。

3.6.3. 採用した数値解析手法について

本章で行う数値解析は、有限要素法は(株)構造計画研究所で開発した「NOLA」を用い、 粒子法は(株)構造計画研究所で開発した SPH 法による数値解析コード「DYBECS」を用 いて行った。本検討では、広領域を有限要素法で解析し、その領域内で特に着目したい 領域(狭領域)について SPH 法により解析を実施した。

また、有限要素法による広領域解析を実施する際の境界条件については、2 章に示す 動力学シミュレーションを実施し、その断層面におけるすべり量をベースに、有限要素 法による解析領域境界の変位を求め、設定した。

3.6.3.1. SPH の改良手法(CSPM)について

3.1.1.3 および 3.1.2.2 項で述べたとおり、標準的な粒子法では差分法でいうところの consistency 条件を満足していないため、粒子配置の乱れや自由表面における粒子数の不

足に起因して計算精度が大幅に悪化することが知られている。これは自由表面がある問題や物質界面に不連続性がある場合において特に問題となり、何らかの改善手法が必要である(松原・他,2010)。

粒子法の計算において consistency 条件を満たすためには、メッシュフリー法に広く見 られるように、粒子配置に応じて局所的にカーネル関数を修正する必要があり、このよ うな手法としては様々ものがある(玉井・他)。最も演算コストが小さいと考えられるも のとして、Chenら(1999)によって提案された CSPM(Corrective Smoothed Particle Method) があり、本章の検討ではこの手法を用いた。この手法は物理量の分布を仮定したカーネ ル関数による SPH 近似において、着目点近傍の粒子配置により生じるカーネル積分の完 全性条件が満たされない問題を、重みの正規化を行うことで解消する。他の多くの改良 法に比べて計算コストが小さいが、この手法は Taylor 展開の 2 次項まで考慮することで 1 次の収束性を有している。従って、線形の速度分布からは粒子配置や境界に関係なく 一定のひずみを評価可能である。以下に概要を述べる(岩本・他,2009 や小野・他,2013)。 ある物理量*f(x)*に対して着目点*xi* まわりの Taylor 展開は次式で示される。

 $f(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}_i) + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)\frac{\partial f(\mathbf{x}_i)}{\partial \mathbf{x}} + \frac{1}{2!}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)^2 \frac{\partial^2 f(\mathbf{x}_i)}{\partial \mathbf{x}^2} + \cdots$ (3.73)

今、1 次の consistency 条件を満たすことを考えると、上式の第3項以上を無視して SPH 近似を適用し、整理すると次式が得られる。

$$\sum_{j} \frac{m_{j}}{\rho_{j}} (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_{i}) W_{ij} \cdot \frac{\partial (f(\boldsymbol{x}_{i}))}{\partial \boldsymbol{x}} = \sum_{j} \frac{m_{j}}{\rho_{j}} (f(\boldsymbol{x}_{j}) - f(\boldsymbol{x}_{i})) W_{ij}$$
(3.74)

両辺を1階微分すると次式が得られ、多次元解析では重み関数の勾配を用いたテンソ ル積からそれぞれ2階のテンソルとなる。

$$\sum_{j} \frac{m_{j}}{\rho_{j}} (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_{i}) \nabla W_{ij} \cdot \frac{\partial \langle f(\boldsymbol{x}_{i}) \rangle}{\partial \boldsymbol{x}} = \sum_{j} \frac{m_{j}}{\rho_{j}} \Big(f(\boldsymbol{x}_{j}) - f(\boldsymbol{x}_{i}) \Big) \nabla W_{ij}$$
(3.75)

左辺の SPH 近似項の逆行列を両辺に乗じることで勾配計算において、1 次の consistency 条件を満たすテンソル計算が可能となる。

$$\frac{\partial \langle f(\boldsymbol{x}_i) \rangle}{\partial \boldsymbol{x}} = \left[\sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \left(f\left(\boldsymbol{x}_j\right) - f\left(\boldsymbol{x}_i\right) \right) \nabla W_{ij} \right] \left[\sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \left(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_i\right) \nabla W_{ij} \right]^{-1}$$
(3.76)

より高次の項を評価することで高階の微分項へ適用可能であり、Chen ら(1999)は熱伝 導問題を対象に2次までの項のCSPM解析を行っている。なお、0次の consistency 条件 は単にカーネル関数の重み総和で正規化することにより次式から満たされる。

$$\langle f(\boldsymbol{x}_i) \rangle = \frac{\sum_{j \neq j}^{m_j} f(\boldsymbol{x}_j) W_{ij}}{\sum_{j \neq j}^{m_j} W_{ij}}$$
(3.77)

この手法は Taylor 展開における高階の微分項がそれぞれ連成していない点に特徴があ り、MSPH(Modified Smoothed Particle Hydrodynamics)法(Zhang・他,2004)など他の手法と 比較して、カーネル関数の修正に必要となる連立方程式の規模が小さくなる。一般にカ ーネル関数の局所的な修正は、高次の多項式ベクトルと高階の微分演算子のモーメント から成る係数行列を解く必要があり、すなわち、修正前のカーネル積分値のベクトルは 計算された逆行列によりカーネル関数を局所的に変形する形で修正される。CSPM では 各微係数の関係を、独立した小さな連立方程式として解くため、構造解析におけるひず みの計算に用いる1階カーネルは3×3の逆行列から修正計算可能となる。より計算精度 の高い他の多くの手法に比べて計算コストが小さいことが特徴であり、本検討において も採用した。

なお、このようにカーネル関数の局所的な修正を行うアルゴリズムは、総和計算にお いて着目する2粒子間の重みが非対称となり、構成式の修正に用いる場合には特に問題 とならないが、運動方程式の離散化に適用した場合に運動量の保存に問題を生じること に留意する必要がある。本検討ではCSPM計算はひずみ速度の計算において採用し、応 力発散の計算には用いていない。

3.6.3.2. 弾塑性構成モデルについて

一般に用いられる弾塑性構成モデルは粒子法解析にも導入されており、金属材料など を対象に拘束圧依存性のないものには von Mises モデル(酒井・他,2004 や深澤・他,2009) など、地盤材料など拘束圧依存性のあるものには Morh-Coulomb(小野・他,2006)や Drucker-Prager モデル(Bui・他,2008 や野々山・他,2012)が採用されている。また、粘性土 を対象に修正 Cam-Clay モデル(野々山・他,2013,2014)などの高度な構成モデルも導入さ れており、SPH 法においては FEM などで使用される構成モデルをそのまま導入できる点 が大きく影響している。本検討では、表層地盤や岩盤を対象に Drucker-Prager モデルを 採用し、Bui ら(2008)の研究を参考にこれを利用した。

本モデルは関連および非関連流れ則に基づく完全塑性体であり、降伏関数は次式で定 義される。

$$f(I_1, J_2) = \sqrt{J_2} + \alpha_{\phi} I_1 - k_c = 0 \tag{3.78}$$

ここで、 I_1 は応力の第1不変量、 J_2 は偏差応力の第2不変量である。 $\alpha_{\phi} \geq k_c$ は計算パラ メータであり、Morh-Coulomb モデルと降伏曲面を一致させるように地盤材料の粘着力 と内部摩擦角 ϕ から決定する。3次元問題においては Morh-Coulomb の降伏曲面の内側の 稜線を合わせるか外側の稜線を合わせるかが問題となるが⁷、今回の有限要素法による 検討(2次元、3次元とも)では安全側を見て内側の稜線に合わせた。この場合、 $\alpha_{\phi} \geq k_c$ は 次式から計算される。

$$\alpha_{\phi} = \frac{2\sin\phi}{\sqrt{3}(3-\sin\phi)} \tag{3.79}$$

$$k_c = \frac{6\cos\phi \cdot c}{\sqrt{3}(3-\sin\phi)} \tag{3.80}$$

また、SPH 法による平面ひずみ条件の場合は次式からそれぞれ計算できる。

$$\alpha_{\phi} = \frac{tan\phi}{\sqrt{9+12tan^2\phi}} \tag{3.81}$$

$$k_c = \frac{3c}{\sqrt{9+12tan^2\phi}} \tag{3.82}$$

塑性ポテンシャル関数は関連流れ則の場合、降伏関数と同じものを採用する。従って 塑性ひずみは降伏曲面の法線方向に発生する。一般に関連流れ則ではダイレイタンシー による体積変化が過剰であることが知られており、非関連流れ則では次式の塑性ポテン シャル関数を用いる。

$$g(I_1, J_2) = \sqrt{J_2} + 3I_1 \sin\psi$$
(3.83)

ここで、ψはダイレイタンシー角である。本検討ではψをすべて0として扱っており、 ダイレイタンシーを考慮しない非圧縮条件となる。弾塑性計算では塑性ポテンシャルに 基づき応力を更新するだけでは、誤差の蓄積により降伏時に降伏曲面から離れる問題が 発生するため、弾塑性計算にはリターンマッピング処理が必要となる。Bui らは更新さ れた応力に対して2段階の修正計算を行うことで必ず降伏曲面に応力が載るように調整 を行っている。

最初にコーンの頂点より引張側の応力状態となってしまった場合に、次式で示される ように静水圧成分を頂点位置まで戻す修正計算を行う。

$$\widetilde{\boldsymbol{\sigma}} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{3} \left(I_1 - \frac{k_c}{\alpha_{\phi}} \right) \boldsymbol{E} \qquad \qquad if \quad -\alpha_{\phi} I_1 + k_c < 0 \qquad (3.84)$$

ここで*E*は単位行列である。次に応力が降伏曲面の外にある場合について、次式で示されるよう降伏曲面まで戻す修正計算を行う。

$$\widetilde{\boldsymbol{\sigma}} = \frac{-\alpha_{\phi} I_1 + k_c}{\sqrt{J_2}} \boldsymbol{s} + \frac{1}{3} I_1 \boldsymbol{E} \qquad \qquad if \quad -\alpha_{\phi} I_1 + k_c < \sqrt{J_2} \qquad (3.85)$$

ここで*s*は偏差応力である。この2段階の応力修正計算と降伏曲面の関係を図 3.6-4 に 示す。



図 3.6-4 2 段階の応力修正計算

3.6.4. 数値解析手法に関してのまとめ

本節では断層変位による表層地盤の破壊シミュレーションに適用する上で、大変形を 取り扱うことが可能な各解析手法を取り上げた。大別して有限要素法およびそれを改良 した手法と、個別要素法および粒子法が用いられており、特に大変形問題に有効と考え られる個別要素法と粒子法の離散化について詳しく説明を行った。個別要素法や粒子法 はそれぞれが元から離散体材料や流体を対象とした解析手法として開発されており、有 限要素法の拡張としてメッシュフリー化された手法と比較し、接触の取り扱いや計算効 率などの面で優れており、より大変形問題への適用性が高いと考えられる。

有限要素法は歴史が長く、また解析精度が良好であるため様々な分野で数値解析が行われており、断層変位の解析や表層地盤への影響なども非線形ソリッド要素とジョイン ト要素を用いることで検討されている。より大変形問題への適性の高い改良手法は、構 造部材内の亀裂の進展問題などに適用されているが、断層変位などを想定した大規模体 系での計算は一般的でないようである。これは、手法自体が解析対象を限定することや 計算コストが非常に大きいことが原因と考えられる。

個別要素法については、地盤材料の中でも特に不連続性の強い砂質土などのモデル化 に優れ、任意形状を取り扱えるモデル化を行えば不連続性岩盤ブロックの滑り計算にも 有効であると考えられる。この手法はばね定数などのパラメータ設定に試行が必要であ るが、不連続変形法などと異なり非線形の高い大規模問題においても収束性の問題が発 生しないため、長大な断層面のモデル化などにも利用しやすいと考えられる。不連続体 間の接触点/面の取り扱いは粒子法では取扱いが困難な部分であり、個別要素法と組み合 わせることが有効である。特にひずみが弾塑性で扱える範囲を超えて固体が破壊した後 のモデル化において有効と考えられ、本検討では弾塑性を考慮した SPH モデルと組み合 わせて採用した。なお、断層変位を想定した問題に対する粒状体モデルの適用例は個別 要素法に限定さることから、不連続性問題への適用性の高さが重要視されていると考え られる。

粒子法は有限要素法や差分法などと同様に連続体モデルを対象としており、微分方程 式を離散化して解析解を得る手法である。また、その離散化は有限要素法と異なり強形 式で行う。粒子法は有限要素法で開発された技術との親和性が高く、またメッシュレス でありメッシュ依存性のない解析が可能であり、更にプログラムが比較的小規模で済む というメリットがある。しかし、SPH 法に見られる tensile instability の問題や、境界面近 傍で極端に計算精度が落ちる問題がある。このような問題を解消するためにより高精度 な改良手法が開発されているが、計算コストが増加する傾向にある。

本検討では弾塑性構成モデルの取り扱い易さから MPS ではなく SPH 法を採用してい るが、tensile instability の問題は今後における重要な課題である。自由表面や粒子配置の 乱れに起因する計算誤差については CSPM のアルゴリズムを導入することが有効である ことが次節の試解析でも確認された。なお、SPH 法では弾塑性構成モデルは様々なもの が開発されており、一般に地盤解析に用いられるものとして Drucker-Prager モデルを採 用した。より大きな変形への対応としては、DEM 粒子をオーバーラップさせることでシ ームレスに連続体から離散体へ計算を切り替える手法を採用し、使用コードに組み込ん で利用した。

断層変位による表層地盤への影響を広範囲で評価するには、多くの問題を解決する必要がある。特に、地下深い岩盤層の連続体挙動を粒子法ベースの手法で解くことは現実的でないため、何らかの格子を用いた計算手法と組み輪わせることが重要と考えられる。 特に FEM については不連続面の取り扱いを初め、異方性の構成則など各種問題を取り扱う技術が開発されているため有望である。このような格子との連成手法に関しては、 Particle in cell の考えを構造解析に適用した MPM のようなモデル化が一般的と考えられる。 。この手法は格子の計算と粒子の両方の領域を重複して計算するため計算負荷が大きいことが知られているが、連成領域を狭めることで接続境界近傍のみ重複計算で済む可能性がある。

また、粒子法の計算は一般に一定の分解能で行われることが多いが、大規模問題を現 実的に解くためには解析領域毎に分解能を変更できることが重要である。津波解析など では領域境界で格子情報を交換することによる領域分散処理が有効であり、粒子法によ る津波解析でも解析領域を一部オーバーラップさせる形式の計算手法が柴田ら
(2012,2013)によって開発されている。構造解析では同じ連続体を構成する近傍粒子の移動が殆どないため、流体解析に比べて可変分解能の計算が容易であり、特に CSPM のように粒子配置による影響を緩和できる計算アルゴリズムを採用する場合については粒子 径を可変とした解析も安定して可能と考えられる。このことは、DEM のように粒子配置 に依存した応答を示し易い手法を利用する際に、粒子径や粒子配置にランダム性を考慮する上で重要であり、検討を行っていく必要があると考える。

3.7. 本章の参考文献

本調査における参考文献一覧を以下に示す。

- Jian-Cheng Lee, Yu-Chang Chan, Structure of the 1999 Chi-Chi earthquake rupture and interaction of thrust faults in the active fold belt of western Taiwan, Journal of Asian Earth Sciences 31 (2007) 226–239
- 2) Yuan Hsi Lee, Kun Che Wu, Ruey Juan Rau, He Chin Chen, Wei Lo, and Kai Chien Cheng, Revealing coseismic displacements and the deformation zones of the 1999 Chi Chi earthquake in the Tsaotung area, central Taiwan, using digital cadastral data, JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 115, B03419, doi:10.1029/2009JB006397, 2010
- 3) Wen-Shan Chen, Bor-Shouh Huang et al, 1999 Chi-Chi Earthquake: A Case Study on the Role of Thrust-Ramp Structures for Generating Earthquakes, Bulletin of the Seismological Society of America, 91, 5, pp. 986–994, October 2001
- Jeen-Hwa Wang, Summary of Physical Properties Measured at Several Boreholes Penetrating through the Chelungpu Fault in Central Taiwan, Terr. Atmos. Ocean. Sci., Vol. 21, No. 4, 655-673, August 2010
- 5) Wenbo Zhang, Tomotaka Iwata, Kojiro Irikura, Arben Pitarka, and Haruko Sekiguchi, Dynamic rupture process of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake, GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, VOL. 31, L10605, doi:10.1029/2004GL019827, 2004
- 6) Jih-Hao Hung, et al, Subsurface Structure, Physical Properties, and Fault Zone Characteristics in the Scientific Drill Holes of Taiwan Chelungpu-Fault Drilling Project, Terr. Atmos. Ocean. Sci., Vol. 18, No. 2, 271-293, June 2007
- 7) 電力中央研究所,断層破砕帯材料の力学的特性,電力中央研究所報告 384033,昭 和 60 年 9 月
- 8) 社団法人地盤工学会,設計用地盤定数の決め方-岩盤編-,平成21年4月改訂第3刷
- 9) Yasuo Yabe et al, In-situ stress at the northern portion of the Chelungpu fault, Taiwan, estimated on boring cores recovered from a 2-km-deep hole of TCDP, Earth Planets Space, 60, 809–819, 2008
- 10) 竿本・吉見,被覆層と断層傾斜角が逆断層直上の地盤変状に及ぼす影響の個別要素 法による検討,断層変位評価に関するシンポジウム講演論文集(2015)堀 宗郎:断層 変位のシミュレーション,活断層研究 28 号 2008
- 旧(独)原子力安全基盤機構、現原子力規制庁、平成25年度断層変位ハザード評価手法の検討
- 12) 原子力規制庁、平成 26 年度原子力施設等防災対策等委託費(断層変位及び断層極 近傍地震動の評価手法の検討
- 13) 原子力規制庁、平成 27 年度原子力施設等防災対策等委託費(断層変位評価手法の 検討)事業
- 14) 堀 宗郎:断層変位のシミュレーション,活断層研究 28号 2008
- 15) O.C. Zienkiewicz, R.L.Taylor:マトリックス有限要素法[改訂新版],科学技術出版 社, 1996

- 16) 谷山 尚,渡辺 啓行:逆断層運動に伴う砂質表層地盤の変形に関する研究,土木 学会論文集 No.591/I-43, pp.313-325, 1998.4
- 17) 水本 学千, 坪井 利弘, 三浦 房紀: 3 次元 FEM による断層モデルの解析に関する 基本的検討, 土木学会論文集 No.780/I-70, pp.27-40, 2005.1
- 18) 有賀 義明,柏柳 正之,水橋 雄太郎:進行波入力によるダムと基礎岩盤と断層連 成系の三次元動的解析法,応用力学論文集 Vol.11, pp.633-640, 2008
- 19) 日本計算工学会 編:高性能有限要素法, 丸善, 2007
- 20) EA de Souza Neto, D Peric, DRJ Owen:非線形有限要素法,森北出版, 2012
- 21) 日本計算工学会 編:メッシュフリー解析法, 丸善, 2006
- 22) T. Belytschko, Y. Y. Lu, L. Gu : Element-free Galerkin methods, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 37, Issue 2, pp.229-256, 1994
- B. Nayroles, G. Touzot, P. Villon : Generalizing the finite element method: Diffuse approximation and diffuse elements, Computational Mechanics, Volume 10, Issue 5, pp.307-318, 1992
- 24) 奥田 洋司,長嶋 利夫,矢川 元基:エレメントフリーガラーキン法に関する基礎 的検討(第1報,常微分方程式への適用),日本機械学会論文集(A 編)61 巻 590 号 (1995-10)
- 25) 矢川 元基,藤澤 智光:メッシュフリー法の新展開,日本機械学会論文集(A編)70 巻 691 号(2004-3)
- 26) Shi, G.H. : Manifold method of material analysis, Transactions of the 9th Army Conference on Applied Mathematics and Computing, Report No.92-1, U.S. Army Research Office, 1991
- 27) 長嶋 利夫,新山 健二,石原 嘉一:構造的なメッシュを用いた応力解析における 基本境界条件付与方法の検討,日本機械学会論文集(A 編)70 巻 691 号(2004-3)
- 28) T.J. Liszka, C.A.M. Duarte, W.W. Tworzydlo : hp-Meshless cloud method, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Volume 139, Issues 1-4, pp.263-288, 1996
- 29) J.M. Melenka, I. Babuška : The partition of unity finite element method: Basic theory and applications, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Volume 139, Issues 1-4, pp.289-314, 1996
- Belytschko T., Black T. : Elastc crack growth in finite elements with minimal remeshing, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 45, Issue 5, pp.601-620, 1999
- 31) 長嶋 利夫: X-FEM による弾性解析の精度についての検討, 日本機械学会論文集(A 編)67 巻 662 号(2001-10)
- 32) K. Terada, M. Asai M. Yamagishi : Finite cover method for linear and non-linear analyses of heterogeneous solids, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 58, Issue 9, pp.1321-1346, 2003
- 33) 浅井 光輝,寺田 賢二郎:有限被覆法による不連続面進展解析,応用力学論文集
 Vol.6,pp.193-200(2003 年 8 月)
- 34) 越塚 誠一: 粒子法, 丸善, 2005

- 35) D. Sulskya, Z. Chenb, H.L. Schreyer : A particle method for history-dependent materials, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 118, Issue 1-2, pp.179-196, 1994
- 36) 阿部 慶太, J. Jörgen, 小長井 一男: MPM を応用した高速長距離土砂流動の運動 範囲予測のための数値解析手法, 土木学会論文集 C, Vol.63, No.1, pp.93-109, 2007
- 37) L.B. Lucy : A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, The Astronomical Journal, 82, pp.1013-1024, 1977
- 38) R.A. Gingold, J. J. Monaghan, Smoothed Particle Hydrodynamics : Theory and Application to Non Spherical Stars, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 181, pp.375-389, 1977
- 39) W.K. Liu, S. Jun, S. Li, J. Adee, T. Belytschko : Reproducing kernel particle methods for structural dynamics, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 38, Issue 10, pp.1655–1679, 1995
- 40) J.K. Chen, J.E. Beraun, C.J. jih : An improvement for tensile instability in smoothed particle hydrodynamics, Computational Mechanics 23(1999) 279-287 ©Springer-Verlag 1999
- J.K. Chen, J.E. Beraun, T.C. Carney: A corrective smoothed particle method for boundary value problems in heat conduction, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 46(1999) 231-252
- 42) G.M. Zhang, R.C. Batra : Modified smoothed particle hydrodynamics method and its application to transient problems, Computational Mechanics, 34 (2004) 137-146
- Gary A. Dilts : Moving-least-squares-particle hydrodynamics-I. Consistency and stability, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 44, Issue 8, pp.1115-1155, 1999
- 44) Gary A. Dilts : Moving least-squares particle hydrodynamics II: conservation and boundaries, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 48, Issue 10, pp.1503-1524, 2000
- G. Gui-Rong Liu, M. B. Liu : Smoothed Particle Hydrodynamics, World Scientific Publishing, 2003
- 46) 橋本 学,野口 裕久: Moving Least Squares-Smoothed Particle Hydrodynamics 法によ る水中爆発問題の数値解析(気液界面上における微分不連続性の扱いに対する検 討), Transactions of JSCES, Pater No.20070030
- 47) 玉井 佑, 柴田 和也, 越塚 誠一: Taylor 展開を用いた高次精度 MPS 法の開発, Transactions of JSCES, Pater No.20130003
- 48) 渡辺高志:流動体を介して衝撃的作用を受ける構造物の動的応答解析手法に関す る研究,金沢大学博士論文(2013)
- 49) P.W. Randles, L.D. Libersky : Smoothed Particle Hydrodynamics: Some recent improvements and applications, Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 139 (1996) 375-408
- 50) J. P. Morris, P. J. Fox, Y. Zhu : Modeling Low Reynolds Number Incompressible Flows Using SPH, Journal of Computational Physics, 136, Issue 1, pp.214-226, 1997

- 51) C.T. Dyka, R.P. Ingel1 : An approach for tension instability in smoothed particle hydrodynamics (SPH), Computers & Structures, Volume 57, Issue 4, pp.573-580, 1995
- 52) R. Vignjevica, J. Campbella, L. Liberskyb : A treatment of zero-energy modes in the smoothed particle hydrodynamics method, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Volume 184, Issue 1, pp.67-85, 2000
- 53) J.P. Gray, J.J. Monaghan, R.P. Swift : SPH elastic dynamics, Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 190 (2001) 6641-6662
- 54) 酒井 譲,山下 彰彦: SPH 理論に基づく粒子法による構造解析の基礎的検討,日本機械学会論文集(A 編)67 巻 659 合(2001-7)
- 55) 酒井 譲, 岡本 哲也, 河島 庸一: 粒子法による大変形弾塑性解析, 日本機械学会 計算力学講演会講演論文集, 第17巻, pp.765-766, 2004
- 56) S.J. Cummins, M. Rudman : An SPH projection method, Journal of Computational Physics, 152, pp.584-607, 1999
- 57) S. Shao, E.Y.M. Lo : Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface, Advances in Water Resources, 26, No.7, pp. 787-800, 2003
- 58) K. Murotani, S. Koshizuka, T. Tamai, K. Shibata, N. Mitsume, S. Yoshimura, S. Tanaka, K. Hasegawa, E. Nagai T. Fujisawa: Development of Hierarchical Domain Decomposition Explicit MPS Method and Application to Large-scale Tsunami Analysis with Floating Objects, Journal of Advanced Simulation in Science and Engineering (JASSE), pp.16-35, Vol.1, No.1, 2014
- 59) 稲垣 健太, 酒井 幹夫, 越塚 誠一: MPS 法によるコンクリートキャスクの地震応 答解析, Transaction of JSCES, Paper No. 20080026
- 60) 吉田 郁政, 石丸 真: MPS 法を用いた地震応答解析のための基礎検討, 土木学会 論文集 A Vol.66 No.2,206-218,2010.4
- 61) 戎 圭明,木須 博行: SPH 法による傾斜機能材料の動的応答解析,日本機械学会 論文集(A 編) 79 巻 799 号(2013-3)
- 62) 近澤 佳隆, 越塚 誠一, 岡 芳明: 粒子法による構造物の解析手法の開発とその沿 岸構造物への適用, 海岸工学論文集, 第 47 巻(2000), 土木学会, 41-45
- 63) 宋 武燮, 越塚 誠一, 岡 芳明: MPS 法による弾性構造体の動的解析, 日本機械学 會論文集 A 編 71(701), pp.16-22, 2005
- 64) 清水 浩之,小山 倫史,千々松 正和,藤田 朝雄,中間 茂雄:既存亀裂を考慮した粒状体個別要素法による HLW 処分坑道の力学挙動解析:土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.68, No.2(応用力学論文集 Vol.15), I_477-I486, 2012
- 65) 深澤 仁, 園田 佳巨: SPH 粒子法の構造部材の弾塑性解析への適用に関する基 礎的研究,構造工学論文集 Vol.55A(2009 年 3 月)
- 66) 小野 祐輔,西田 真悟,清野 純史: SPH 法による土構造物の弾塑性解析,応用力 学論文集, Vol.9, pp.717-723, 2006 年 8 月
- 67) Ha H. Bui, Ryoichi Fukugawa, Kazunari Sako, Shintaro Ohno : Lagrangian meshfree particles method (SPH) for large deformation and failure flows of geomaterial using elastic-plastic soil constitutive model, International Journal for Numerical and analytical method in geomechanics, 32 (2008) 1537-1570

- 68) 野々山 栄人,沢田 和秀,森口 周二,八嶋 厚,伊藤 和也:SPH 法による実大規 模斜面掘削実験の二次元再現解析,地盤工学ジャーナル Vol.7 (2012), No.4, 543-555
- 69) 五十里 洋行,後藤 仁志,吉年 英文:斜面崩壊誘発型津波の数値解析のための流体-弾塑性体ハイブリッド粒子法の開発,土木学会論文集 B2(海岸工学) Vol.B2-65,No.1,2009,046-050
- 70) 吉田 郁政, 大庭 啓輔, 石丸 真: MPS 法あるいは DEM を用いた破壊挙動の不確 定性に関する基礎的考察, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.67, No.2(応用力学 論文集 Vol.14), I-365-I-374, 2011
- 71) 松原 仁,入部 綱清,伊良波 繁雄:粒子法の微分精度に関する一考察および物理 自由度を有する移動最小自乗法,土木学会論文集 A, Vol.66, No4, pp.723-736, 2010
- 72) 岩本 哲也,小野 祐輔:弾性波伝播問題に対する粒子法の適用性,応用力学論文
 集 Vol.12,pp.611-622(2009 年 8 月)
- 73) 小野 祐輔: SPH 法による斜面の地震応答と崩壊挙動の解析, 土木学会論文集 A1 (構造・地震工学), Vol.69, No.4(地震工学論文集第 32 巻), I_650-I_660, 2013.
- 74) 野々山栄人、中野 正樹、野田利弘: SPH 法による地盤の掘削解析、土木学会論 文集 A2(応用力学), Vol.69, No.2(応用力学論文集 Vol.16), I_341-I350, 2013
- 75) 野々山 栄人,中野 正樹,野田 利弘:改良型粒子法による地盤の変形解析に向けた検討,土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.70, No.2(応用力学論文集 Vol.17), I_453-I462, 2014
- 76) 柴田 和也,室園 浩司,越塚 誠一,酒井 幹夫,玉井 佑,市東 素明,倉田 隼次: 重合粒子法の開発および海水打ち込みと津波への適用,日本船舶海洋工学会論文 集,第14号,pp.215-218,2012
- 77) 柴田 和也,政家 一誠,越塚 誠一,室谷 浩平,宋 学敏,玉井 佑,谷澤 克治: 楕円粒子と双方向の重合粒子を用いた粒子法による海水打ち込みの数値解析,日本船舶海洋工学会論文集,第17号,pp.53-56,2013
- 78) Jian-Cheng Lee, Yu-Chang Chan, Structure of the 1999 Chi-Chi earthquake rupture and interaction of thrust faults in the active fold belt of western Taiwan, Journal of Asian Earth Sciences 31 (2007) 226–239
- 79) Wen-Shan Chen, Bor-Shouh Huang et al, 1999 Chi-Chi Earthquake: A Case Study on the Role of Thrust-Ramp Structures for Generating Earthquakes, Bulletin of the Seismological Society of America, 91, 5, pp. 986–994, October 2001
- 80) Jeen-Hwa Wang, Summary of Physical Properties Measured at Several Boreholes Penetrating through the Chelungpu Fault in Central Taiwan, Terr. Atmos. Ocean. Sci., Vol. 21, No. 4, 655-673, August 2010
- 81) Wenbo Zhang, Tomotaka Iwata, Kojiro Irikura, Arben Pitarka, and Haruko Sekiguchi, Dynamic rupture process of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake, GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, VOL. 31, L10605, doi:10.1029/2004GL019827, 2004
- 82) Jih-Hao Hung, et al, Subsurface Structure, Physical Properties, and Fault Zone Characteristics in the Scientific Drill Holes of Taiwan Chelungpu-Fault Drilling Project, Terr. Atmos. Ocean. Sci., Vol. 18, No. 2, 271-293, June 2007

- 83) 電力中央研究所, 断層破砕帯材料の力学的特性, 電力中央研究所報告 384033, 昭 和 60 年 9 月
- 84) 社団法人地盤工学会,設計用地盤定数の決め方-岩盤編-,平成 21 年 4 月改訂第 3 刷
- 85) Yasuo Yabe et al, In-situ stress at the northern portion of the Chelungpu fault, Taiwan, estimated on boring cores recovered from a 2-km-deep hole of TCDP, Earth Planets Space, 60, 809–819, 2008
- 86)Yoshimitsu Okada, Internal Deformation due to Shear and Tensile Faults in a Half-Space, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 82, No.2, pp.1018-1040, April 1992

Ⅱ編 確率論的断層変位評価手法の整備

4. 確率論的断層変位評価手法の整備

4.1. 確率論的断層変位ハザード解析のためのデータセットの整備

4.1.1. 信頼性向上のための情報整理

「平成 25 年度断層変位ハザードの評価手法の検討」、「平成 26 年度原子力施設等防災 対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動評価手法の検討)事業」及び「平成 27 年 度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検討)事業」を通じて確率論的 断層変位評価手法(Probabilistic Fault Displacement Hazard Analyses,以降 PFDHA とする) を行うためのデータセットや手法論について情報収集・整理が行われてきた.断層変位デー タの整理を通じて,断層変位データにはばらつきが大きいこと,国内データのみで断層メカ ニズム毎に評価式を構築するにはデータ数が不足していることも明らかになってきた.

ここでは、このような問題点に対して確率論的断層変位評価手法の信頼性向上に資する ような、断層変位データをはじめとする各種研究成果を収集・整理した結果についてまとめ る.検討においては、以下の内容について考慮した.

- ・国内外の断層変位データ
- ・主断層・副断層モデル化、メカニズムなどを取り扱った研究
- ・断層変位出現の検討研究

最後に、これらの整理した結果、現時点でのモデル化の概要についても示す.ただし、 今後も断層変位に関する研究や知見は蓄積されると考えられるため、これらの定義は最新知 見の蓄積に伴い、適宜見直し・修正が必要と考えられる.

また,2016 年熊本地震についても,国内で発生した断層変位データとして確率論的断層 変位評価手法データに組み込む必要があるが,現段階では各研究者が検討中であり,各変位 分布の解釈も変わる可能性がある.ここでは,既存のデータセットに基づく距離減衰式の比 較を通じて課題の検討を行った.

4.1.1.1. 国内地震

4.1.1.1 (1) 2016 年熊本地震

地震直後から国土地理院など、衛星画像や InSAR による速報、各種最新成果が逐次公表 され、様々な調査グループにより詳細な断層変位情報がまとめられている.地表地震断層の 大部分は事前に活断層とされていた布田川断層、日奈久断層に沿って出現している.地表地 震断層東部の阿蘇カルデラ内にも、多くの地表変状が報告されている(黒木・他,2016;向 山・他,2016). InSAR による地殻変動では、阿蘇カルデラ壁付近の多数の変状も推定さ れている(Fujiwara et al.,2016). さらに、布田川断層の北側の「清正公道」でも地表地 震断層が出現したとの見解もある(渡辺・他,2016). これらが地表地震断層であるかど うかは、現在も見解が分かれている. このほか、布田川断層の南側に出現した正断層群は Toda et al. (2016) では slip-partitoning として解釈されている. Shirahama et al. (2016) では主に産業技術総合研究所が中心としてとりまとめた情報を論 文化し,変位データも公開している(図 4.1.1.1(1)-1, 4.1.1.1(1)-2).



図 4.1.1.1(1)-1 2016 年熊本地震地表地震断層の概要(Shirahama et al., 2016)



図 4.1.1.1(1) – 2 変位分布 (Shirahama et al., 2016) a:水平変位成分, b:鉛直変位成分.

4.1.1.1 (2) 1847 年善光寺地震

国内地震に着目した場合,特に逆断層タイプで大規模な地表変位が出現した地震が少な いことを鑑みて杉戸(2014)により,古い国内地震の一つ1847 年善光寺地震(図 4.1.1.1(2) -1)の変位の整理が行われている(図 4.1.1.1(2) – 1,2).



図 4.1.1.1 (2) - 1 資料整理範囲(杉戸, 2014)



図 4.1.1.1 (2) - 1 資料整理例(杉戸, 2014)

4.1.1.2. 国外横ずれ断層

「平成 26 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動評価 手法の検討)事業」から「平成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価 手法の検討)事業」において、逆断層のデータ拡充のために日本国内外の変位データが整理 されてきた.一方、「平成 25 年度断層変位ハザードの評価手法の検討」で検討された横ず れ断層では日本国内のデータのみの整理しか行われていない.テクトニクスの違いを十分検 討するためにはデータを増やす必要があり、日本国外の横ずれ断層のデータも必要である. ここではそのための情報整理を行った. PFDHA において、日本国内外のグローバルデータ セットで検討している Petersen et al. (2011) では、1999 年までの横ずれ断層変位データを整 理している.このデータは正規化された状態のデータは入手可能である.これ以降の地表地 震断層を伴った地震としては 2004 年 Park feld 地震(Rymer et al., 2006, 図 4.1.1.2-1) や 2014 年南 Napa 地震(Brocher et al., 2015), 2016 年 Kaikoura 地震が挙げられる. また, Choi et al. (2012) では 1957 年の Gobi-Altay 地震の詳細な野外調査により詳細な変位分布が整理されている(図 4.1.1.2-2).



図 4.1.1.2-1 2004 年 Parkfield 地震の検討範囲 (Rymer et al., 2006)



図 4.1.1.2-2 1957 年 Gobi-Altay 地震の検討範囲(Choi et al., 2012)

4.1.1.3. 主断層・副断層の識別について

海外の原子力規制関連のガイドライン等に、断層変位に対する取り扱いの記述があり、 主に確率論的断層変位評価手法に基づいた定義がまとめられている. Youngs et al. (2003) で は、副断層(distributed fault)は主断層(principal fault)活動の影響で他の断層で発生する 変位やせん断、亀裂と定義している.副断層の変位は本質的に不連続で主断層から数 m か ら数 km の範囲で発生するとしている. Petersen et al. (2011)でも同様の定義を与えている. King (1986)によると、二次的な断層(secondary fault)の特徴は主断層変位が地表まで達し ないことによる表層での歪みの結果であるとしている.したがって、二次的な断層はいわゆ る根無しの構造で、直接震源断層の特徴を示さないと考えている.

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (2010) では、既設の原子力サイトでの断 層変位ハザード評価手法として PFDHA を紹介している.主断層は震源断層の活動に起因す る変位で、副断層は既知の断層構造や誘発された変位、既存の弱線での変位を挙げている. ここでは局所的な亀裂など、地震断層面以外で発生する変位まで評価の対象としている.

Bonilla (1967) では、アメリカと隣接するメキシコの歴史地震の地表断層変位データを整 理している.地表地震断層は主に主断層、分岐断層、副断層の3種類に分類されるとしてい る(図4.1.1.3-1).特に工学的分野での重要性から分岐断層や副断層に重点をおいて整 理されている.主断層からの距離と分岐・副断層の変位量との整理の結果、横ずれ断層の方 が変位分布の幅が狭い傾向が得られている.ここで整理した分岐断層や副断層の 1/3 は既 存の構造で発生したものである.それ以外は事前には既存構造が認識されていなかった.最 大変位で正規化したデータでは、主断層から離れるに従い、急激に変位量が減衰する様子も 示されている(図4.1.1.3-2).このように、主断層以外に副断層の分布までを考慮する と断層メカニズムによって変位の出現範囲が異なる可能性が示唆されている.



図4.1.1.3-1 地表地震断層の分類の概念図(Bonilla, 1967). I:主断層, II:分岐断層, III:副断層(secondary fault).



図4.1.1.3-2 分岐断層・副断層変位と主断層からの距離の関係(Bonilla, 1967). 横軸 は主断層からの距離,縦軸は最大変位で正規化した値.

吉田・他(2009)では、断層周辺に形成される'ダメージゾーン'について、岐阜県東部の 阿寺断層を事例に調査研究を行い、断層周辺岩盤の苗木-上松花崗岩および濃飛流紋岩に、 おおよそ断層から200m 程度の範囲において、'ダメージゾーン'が形成されていることを確 認した.この'ダメージゾーン'には、酸化物で充填された連続性の悪いネットワーク状の 割れ目が発達するのに対して、断層影響の及んでいない岩盤中には、連続性が良く熱水性 起源の充填鉱物を有する単一割れ目が卓越する.このことは、結晶質岩体中の割れ目は、岩 体形成の早い段階で形成されたと思われる割れ目と、断層運動によって断層近傍に発達す る連続性の悪いネットワーク状割れ目の2種類に分類可能であることを示す.これらの知見 は、割れ目形態と充填鉱物の相違・組み合わせを用いることで、断層運動に伴う後生的に形 成される割れ目と岩体内部にすでに形成されていた割れ目を識別し得ることを示している.

Oettle and Bray (2013) によれば過去に地表変位を生じた土壌 (previously ruptured soil)が, 再び断層変位を受けたときの挙動をモデル実験,数値シミュレーションから検討を行った. 数値シミュレーションでは,2段階のステージが認められた.剪断が局所化する前に幅の広 い変形帯が出現する.剪断帯が形成された後は,より局所化した変形が発生する.断層上面 の剪断帯は基盤の断層角度とほぼ等しいが,浅くなるに従い,徐々に角度が低角に近づく(図 4.1.1.3-3).過去の履歴の考慮として,一旦2mの変位を与えて,応力状態のみをその まま,変位をリセットして再び2m断層を変位させた.

結果として,柔らかい表層では,過去の履歴の有無は明瞭には発生しなかった.一方,しっかりした表層では,過去に履歴がある方が変形ゾーンがより狭い範囲となる(図4.1.1.3-4).



図 4.1.1.3-3 逆断層の数値シミュレーション結果(Oettle and Bray, 2013). (a)アナロ グ実験結果, (b)15mの堆積層に断層傾斜角 60°, 2.2mの逆断層変位を与えた時の変形結果 およびせん断歪分布



図 4.1.1.3-4 シミュレーション結果 (Oettle and Bray, 2013).

Bowman et al. (2003) によれば,一般的に構造境界における斜め滑りは異なる方向の断層 に分配される傾向にある. 斜め滑りの分配を引き起こす原因として,深部での斜め滑りもし くは歪みが弾塑性領域を伝播する際に分配されるとしている(図4.1.1.3-5). このモデ ルの考え方で,サンアンドレアス断層や海原断層周辺の構造も説明できるとされる(図4.1. 1.3-6). また,リソスフェア部分の弾塑性体としての破壊挙動を室内試験,数値シミュ レーション,フィールド観測から検討している例もある(Deves et al., 2011).



図4.1.1.3-5 75°傾斜した断層での歪みによる斜め滑りの分配(Bowman et al. (2003)). (A)1mの逆断層滑りによる歪み分布.(B)1mの横ずれ断層滑りによる歪み分布.(C)A・B を 組み合わせた斜め滑りによる歪み分布.(D)破壊面表現の凡例.下半球に投影.



図4.1.1.3-6 歪み分配の2 例(Bowman et al. (2003)). (A) 南カリフォルニアの単純化した
地質図. (B) サンアンドレアス断層による歪み分布. (C)Haiyuan 断層周辺の単純化した地質図.
(D)Haiyuan 断層による歪み分布. (E) 破壊面表現の凡例. 下半球に投影.

前述の事例はプレート境界型の大きな構造であるが,集集地震で極表層での変位現象でも 同様の分配の現象として解釈されているものがあるとされる.フィールドで観測された変位 量は近傍のGPSデータによる変位量と比べて小さい.これは地下では斜め滑りを示すが,短 縮変形帯と剪断帯が表層部に形成されるため滑りの分配が発生することで,GPSと現地計測 との差が生じると解釈されている(図4.1.1.3-7).同様の解釈が2016 年熊本地震の一部 の変位にも適用されている(図4.1.1.3-8).



図4.1.1.3-7 1999 年集集地震におけるKuangfu スタジアムの断層変位測定結果 (Angelier et al., 2003). (a) GPS(黒矢印)と現地計測(白抜き矢印)の水平変位分布. 破線矢印は両者の差を示す. (b) GPSと現地計測との変位量の差を示す概念図.地下では 斜め滑りを示すが,短縮変形帯と剪断帯が表層部に形成されるため滑りの分配が発生す ることで, GPSと現地計測との差が生じると解釈される.



図4.1.1.3-8 2016 年熊本地震のslip partitioning 概念図(Toda et al., 2016). 灰色が 断層面を示し,黒線が運動方向を示す.

4.1.1.4. 変位分布に関して

Ando et al. (2009) ではアメリカの横ずれ断層の分岐形状に着目し, 断層分布情報からその 角度を整理した. 分岐断層と本体との角度は20°までのものがほとんどであった. Perrin et al. (2016) では, 地表地震断層変位分布の非対称性について, 変位分布断面と断層の性質との 関係を整理している. 最大変位が観測された場所は, 地震断層全長の半分の領域のうち, 長 期的に成長している方向と反対の箇所に位置している(図4.1.1.4-1).また, 断層が成 熟している方向に変位量分布が単調減少する傾向が認められた. 整理したデータの大部分は 横ずれ断層であるが, 逆断層や正断層でも同様な傾向が確認されていることから, よりばら つきの少ない主断層変位距離減衰式を構築する上で, 断層帯の発達方向を考慮することは重 要であると考えられる. 図4.1.1.4-3 では, 長期的な断層発達方向を考慮して描いた変位 分布図を示す.



図4.1.1.4-1 27 地震における最大変位が確認されたゾーン位置(緑色の部分, Perrin et al., 2016).各地震は下から断層長が短い順に示している.断層メカニズム(SS:横ずれ, N:正断層, R:逆断層),断層の成熟度を地震名の横に記す.各地震は長期的な断層成長方向が右側になるように方向を揃えており,断層の成熟度が減少する方向でもある.5kmのばらつきとともに震央位置を赤で示す.信頼性の低い震央は小さなマーカーで示した. 白抜きのマーカーは両方向に破壊が進展したことを示す.



図4.1.1.4-2 (a) 地表地震断層長と平均変位で正規化した27 地震における変位分布図 (Perrin et al., 2016).向かって右側に長期的な断層発達方向となるように調整.(b) 最大変 位がグラフの左側になるように調整した変位分布図.



図4.1.1.4-3 断層沿いみられるセグメント,平面性,成熟度の変化図(Perrin et al., 2016). 初期に断層が形成された箇所を図の左側とし,右手方向に成長すると仮定する.したがって, 右側に向かって未成熟で若い断層となり,変位量も小さいと予想される.断層の成長段階に 応じて,ダメージゾーンの幅も変化する.

Shaw (2011) では、規模の大きな地震での地表地震断層の変位分布について、モデル依存 の少ない頑健な評価のために、変位の測定データ間の離隔に着目して整理を行った.この結 果、変位データの離隔と変位分布の差異との間に正規分布の関係が見いだされた.これらの 検討結果は、ばらつきの大きな変位データから安定した距離減衰式を構築する際の重要な指 標になると思われる.

4.1.1.5. 表層地質の影響

Moss et al. (2013) では、主断層の出現率と AVS30(深さ 30m までの表層地盤の平均 S 波 速度) との関係を断層メカニズム毎に整理を行った.対象地震の震源断層沿いの AVS30 の 平均値を求め、各地震で地表地震断層が発生したかどうかを整理した(図 4.1.1.5-1). その結果、横ずれ断層では AVS30 による区分が柔らかくても硬くても違いが見られない が、逆断層では AVS30 による区分が柔らかいと出現率が低いとの結果が得られている(図 4.1.1.5-2).



図4.1.1.5-1 モーメントマグニチュードとAVS30 平均値との関係(Moss et al., 2013) (a) 逆断層. (b) 横ずれ断層. □は固い地盤, ○は柔らかい地盤を示し, 白抜きは地表地震断 層が出現しなかったことを示す.



図 4.1.1.5-2 地表地震断層の出現率(Moss et al., 2013) (a) 逆断層. (b) 横ずれ断層. 破線は固い地盤での出現率, 実線は軟らかい地盤での出現率.

4.1.2. 確率論的断層変位評価手法のフレームワークの整理

4.1.2.1. 断層変位データのモデル化

各種ガイドでの定義や、これまでに整理してきた実際の断層変位データをもとに、主断 層・副断層のモデル化の際の概念図をまとめておく.

主断層:

- ・プロセスゾーンを含み、したがって、成熟した断層帯ではある幅をもって分布
- ・主断層による影響範囲も線ではなくゾーンと捉える.

副断層:

- ・変位の分布が断続的、短い
- ・表層におけるストレス変化により生じる変位
- ・プロセスゾーンよりもさらに離れた部分となる.

これらを整理して、地震発生前後の断層変位分布の模式図をそれぞれ図 4.1.2.1-1(a)、 4.1.2.1-1(b) に示す.地震発生前は、各種調査により活断層や地質断層が整理されている. 副断層の出現様式を含めて付随する現象が断層タイプにより異なる傾向にあるので、逆断層 と横ずれ断層に区分して示す. PFDHA でも、断層メカニズムを区分した評価が重要と考え る.活断層で地震が発生すると、その周辺に様々な地表変位・変状が出現する.活断層で出 現するいわゆる主断層の変位であっても実際にはずれて発生することも多い.主断層から離 れて出現する変位には分岐した断層で発生するもの、地質断層など既存の弱線で発生するも の、それらに区分されないものに整理できる.分岐断層や既存の断層で発生する変位と、そ うでない変位とはメカニズムの違いや、変位量も異なると考えられる.ここでは、事前に構 造が予測される場所以外で発生した変位を副断層の変位として取り扱う.この場合、誘発さ れたものも含めて事前に既存構造が推定されていた箇所で発生した変位を考慮したものよ り、減衰が急になると予想される.予測問題において、周辺の地質構造などの既存構造での 変位をどのように扱うかを含めて、今後の課題としたい.本検討で取り扱う断層変位を図 4.1.2.1-2 に示す.





図 4.1.2.1-2本検討における断層変位データモデル化

4.1.3. 2016 年熊本地震の検証

4.1.3.1. 断層変位データの整理

熊本地震の断層変位は,最新の調査技術と調査グループの積極的な活動により,詳細な 変位分布が取りまとめられている.ここでは,熊本地震の断層変位データを整理し,既存の 距離減衰式と比較を行った.



図 4.1.3.1-1 整理した断層変位データ(Shirahama et al., 2016): 横ずれ断層にみ られる比較的直線性の良い地表地震断層トレース.活断層情報は中田・今泉(2002)による デジタル活断層



図 4.1.3.1-2 断層沿いの変位量分布: 横軸は主断層沿いの距離(m),縦軸はネットスリップ(m). 主断層変位(●)と分岐等による変位(■). 横ずれ断層にみられる中央部付近にピークのある分布.

4.1.3.2. 用いる断層変位距離減衰式について

確率論的手法では確率論的地震動評価手法をベースにしているが,(4.1.3.2-1)式に示 すように,地震の発生頻度,地表地震断層の出現確率,地表地震断層変位分布に基づく断層 変位距離減衰式から算出される.先行研究としては,Youngs et al.(2003)では正断層,Petersen et al. (2011)では横ずれ断層, Moss and Ross (2011)では逆断層を対象として,いずれもグロ ーバルデータセットに基づき PFHDA のデータセットを構築,ハザード試算例等が示されて いる.



図 4.1.3.2-1 確率論的評価手法における断層変位距離減衰式について

$$v_k(D \ge d) = \sum_n \alpha_n(m^0) \int_{m^0}^{m_n^u} f_n(m) \left[\int_0^\infty f_{kn}(r|m) P_{kn}^*(D \ge d|m, r) dr \right] dm \qquad (4.1.3.2-1)$$

(4.1.3.2-1)式において、左辺の $v_k(D \ge d)$ は断層変位 D がある値 d を越える確率、右辺の $\alpha_n(m^0)$ は、ソース n における全地震において、工学的に定義された最小地震マグニチュード m⁰ 以上の割合. $f_n(m)$ は m⁰ からソース n が起こしうる最大地震マグニチュード m^un までの地震マグニチュードの確率密度. $f_{kn}(r|m)$ はマグニチュード m に対するサイト k からの距離 r の場合の条件付き確率密度関数. これらは PSHA においても用いられているパラメータである. 実際には、 $f_n(m)$ 、 $f_{kn}(r|m)$ は、 $P_n(M=m_i)$ 、 $P(R = r_j|m_i)$ として、質量関数に、積分は積和に置き換えられる.

$$P_{kn}(D \ge d|m, r) = P_{kn}(slip|m, r)P_{kn}(D \ge d|m, r, slip)$$
(4.1.3.2-2)

(4.1.3.2-2) 式の左辺の $P_{kn}(D \ge d|m, r)$ は、マグニチュード m の地震において、距離 r の サイト k において変位 D がある値 d を超過する条件付き確率、右辺の $P_{kn}(slip|m,r)$ は、ソー ス n の地震の中で、マグニチュード m の地震により、ある深度での断層滑りにより距離 r にあるサイト k において、slip が発生するかどうかの条件付き確率、 $P_{kn}(D \ge d|m, r, slip)$ は slip が与えられたときの断層変位が d を超過する条件付き確率である. PSHA では P_{kn}(slip|m,r) に相当するものは1 であるが,断層変位では,地表変状が必ずしも表れるとは限らないことを考慮している.

 $P_{kn}(D \ge d|m,r,slip)$ は距離減衰的に連続的に計算される.距離減衰式構築の際に変位データは最大変位もしくは平均変位で正規化されたものが用いられる. Youngs et al. (2003)をはじめとし、多くの検討では距離減衰式にベータ分布やガンマ分布など、統計分布が当てはめられている.主断層距離減衰式の横軸は断層長で正規化して中央部で折り返したものを使用する(図4.1.3.2-1).平均変位で正規化した場合,ガンマ分布やワイブル分布が適用されている.最大変位で正規化した場合は、取り得る値が0から1までの間にあることから、ベータ分布が用いられる.この他、統計分布関数以外に、2次曲線など回帰曲線を当てはめている例もある.副断層に関しては、指数関数が用いられることが多い.横軸は主断層からの最短距離を用いる(図4.1.3.2-1).

2016 年熊本地震の変位データに対する既存の距離減衰式の検討を行う.「平成 25 年度 断層変位ハザードの評価手法の検討」の検討では国内地震の横ずれ断層を対象に各種距離減 衰式が構築された.ここではベータ分布,ガンマ分布を比較に用いた. (4.1.3.2-3)式, (4.1.3.2-4)式に過年度に求めた距離減衰式を示す.

$$F(y) = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \int_0^y z^{a-1} (1-z)^{1-b} dz$$

$$a = \exp(0.70 - 0.81x/L - 1.25(x/L)^2)$$

$$b = \exp(2.10 - 3.84x/L - 1.00(x/L)^2)$$

$$y = D/MD$$

(4.1.3.2-3)

$$F(y) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^{y/b} e^t(t)^{a-1} dt$$

$$a = exp(0.50 + 2.23x/L - 4.71(x/L)^2)$$

$$b = exp(-1.15 + 1.6x/L - 0.15(x/L)^2)$$

$$y = D/AD$$

(4.1.3.2-4)

さらに「平成 26 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震 動評価手法の検討)事業」において国内の逆断層を対象として距離減衰式が検討されたが, 従来の整理方法では正規化した断層距離に対して相関のある距離減衰式を求めることが出 来なかった.このため,「平成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価 手法の検討)事業」で国外のデータを追加して距離減衰式を構築した.現時点では,データ セットのテクトニクスが異なるためハザード評価に対しては,横ずれ断層と逆断層でデータ セットが異なることに留意する必要がある.ここではベータ分布とワイブル分布を比較に用 いる. (4.1.3.2-5)式, (4.1.3.2-6)式に「平成 27 年度原子力施設等防災対策委託等 委託費(断層変位評価手法の検討)事業」で求められた距離減衰式を示す.
$$F(y) = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \int_0^y z^{a-1} (1-z)^{1-b} dz$$

$$a = exp(-0.6135 + 2.0764x/L)$$

$$b = exp(0.54515 + 0.07789x/L)$$

$$y = D/MD$$

(4.1.3.2-5)

$$F(y) = \int_{0}^{y} ba^{-b} t^{b-1} e^{-(\frac{y}{a})^{b}} dt$$

$$a = exp(0.5553 - 2.9084x/L + 7.4479(x/L)^{2})$$

$$b = exp(-0.04249 - 0.35208x/L + 2.47331(x/L)^{2})$$

$$y = D/AD$$

(4.1.3.2-6)

断層メカニズムにより特に副断層は変位の出現形態が異なると考え, PFDHA では断層メ カニズムを区分したデータセットでの評価が重要であると考えられる.しかしながら、上述 のようにデータセットの観点からは十分なデータ数を確保できないといった課題がある.こ のような課題をクリアするために,先行研究の大半は世界で発生した変位データをコンパイ ルして用いるようにしている.一方,テクトニクスの違いに着目し,ある地域の変位データ から断層メカニズムを区分せずに距離減衰式を構築している研究もある. 高尾・他(2013) では,国内の変位データを整理し,逆断層データでは特に明瞭な距離減衰傾向を示さなかっ たことから,国内断層変位を対象とした距離減衰式を構築している. (4.1.3.2-7)式, (4. 1.3.2-8)式に正規化された変位に対して得られた距離減衰式を示す.

$$F(y) = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \int_{0}^{y} z^{a-1} (1-z)^{1-b} dz$$

$$a = exp(0.70 - 0.87x/L)$$

$$b = exp(2.30 - 3.84x/L)$$

$$y = D/MD$$

(4.1.3.2-7)

$$F(y) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^{y/b} e^t(t)^{a-1} dt$$

$$a = exp(0.70 + 0.34x/L)$$

$$b = exp(-1.40 + 1.82x/L)$$

$$y = D/AD$$

(4.1.3.2-8)

横ずれ断層でも断層変位距離減衰式が求められているが、2次関数をはじめとした回帰 曲線である(Petersenet al., 2011). ここでは(4.1.3.2-9)式, (4.1.3.2-10)式に示す2 次関数を比較に用いた. (4.1.3.2-10)式は, Petersen et al. (2011) のデータセットから本 検討で回帰した結果である.

$$ln(D/AD) = 0.3795(x/L)^2 + 0.0418x/L - 0.3057 \quad (std.error = 0.855)$$
(4.1.3.2-9)

$$ln(D/MD) = -19.23889(x/L)^2 + 14.27695x/L - 0.2.73180 \quad (std.error = 1.053) \quad (4.1.3.2-10)$$

逆断層では統計分布関数が用いられている(Moss and Ross, 2011). (4.3.2-11)式, (4.1.3.2-12)式に距離減衰式を示す.

$$F(y) = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \int_0^y z^{a-1} (1-z)^{1-b} dz$$

$$a = exp(0.713 + 0.901x/L)$$

$$b = exp(1.74 - 1.86x/L)$$

$$y = D/MD$$
(4.1.3.2-11)

$$F(y) = \int_{0}^{y} ba^{-b} t^{b-1} e^{-(\frac{y}{a})^{b}} dt$$

$$a = exp(0.431 - 3.32x/L + 21.5(x/L)^{2} - 31.8(x/L)^{3})$$

$$b = exp(-0.38 + 3.99x/L - 12.8(x/L)^{2} + 17.2(x/L)^{3})$$

$$y = D/AD$$

(4.1.3.2-12)

以上,2016 年熊本地震の主断層変位データと比較する断層変位距離減衰式を表 4.1.3.2-1 に示す.

引用元	データセット	対象断層	正規化	関数種別	式
H25 検討	国内地震	横ずれ断層	最大変位	ベータ関数	4. 1. 3. 2 - 3
H25 検討	国内地震	横ずれ断層	平均変位	ガンマ関数	4. 1. 3. 2 - 4
H27 検討	国内外地震	逆断層	最大変位	ベータ関数	4. 1. 3. 2 - 6
H27 検討	国内外地震	逆断層	平均変位	ワイブル関数	4. 1. 3. 2 - 5
高尾・他 (2013)	国内地震	横ずれ・逆断層	最大変位	ベータ関数	4. 1. 3. 2 - 7
高尾・他 (2013)	国内地震	横ずれ・逆断層	平均変位	ガンマ関数	4. 1. 3. 2 - 8
Petersen et al. (2011)	国内外地震	横ずれ断層	最大変位	2次関数	4. 1. 3. 2 - 9
Petersen et al. $\left(2011\right)$	国内外地震	横ずれ断層	平均変位	2次関数	4. 1. 3. 2 - 10
Moss and Ross (2011)	国内外地震	逆断層	最大変位	ベータ関数	4. 1. 3. 2 - 11
Moss and Ross (2011)	国内外地震	逆断層	平均変位	ワイブル関数	4. 1. 3. 2 - 12

表 4.1.3.2-1 比較に用いた断層変位距離減衰式一覧

4.1.3.3. 比較結果

2016 年熊本地震の変位データを区分し,主断層データに対して最大変位・平均変位で正 規化を行い,データの 50パーセンタイルを求め,各距離減衰式と比較を行った.平均変位 で正規化したデータに対して,「平成 25 年度断層変位ハザードの評価手法の検討」・「平 成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検討)事業」で構築し た横ずれ断層・逆断層の距離減衰式と比較したものを図 4.1.3.3-1 に示す.



図 4.1.3.3-1 主断層断層変位距離減衰式: 横軸は断層長で正規化された主断層沿いの 距離,縦軸は平均変位量で正規化された変位量. データの 50 パーセンタイル(黒破線:ワ イブル分布)は「平成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検 討)事業」で検討の逆断層の 50 パーセンタイル(茶実線:ワイブル分布)よりも H25 年 度検討の国内横ずれ断層の 50 パーセンタイル(緑実線:ガンマ分布)に近い傾向.

最大変位で正規化したデータに対して,「平成27年度原子力施設等防災対策委託等委託 費(断層変位評価手法の検討)事業」と「平成25年度断層変位ハザードの評価手法の検討」 で構築した横ずれ断層・逆断層の距離減衰式と比較したものを図4.1.3.3-2に示す.



図4.1.3.3-2 主断層断層変位距離減衰式: 横軸は断層長で正規化された主断層沿いの 距離,縦軸は最大変位量で正規化された変位量. 黒破線はデータの50 パーセンタイル(ベ ータ分布).「平成27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検討) 事業」で検討の逆断層の50 パーセンタイル(茶実線:ワイブル分布)と「平成26 年度原 子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動評価手法の検討)事業」 で検討の国内横ずれ断層の50 パーセンタイル(緑実線:ガンマ分布)とに大きな違いは見 られない.

平均変位で正規化したデータに対して,各種論文で構築された断層変位距離減衰式と比較した結果を図 4.1.3.3-3 に示す. 横ずれ断層の距離減衰式が断層端部で減少している. 逆断層の距離減衰式ではそれほど顕著ではない.



図 4.1.3.3-3 主断層断層変位距離減衰式: 横軸は断層長で正規化された主断層沿いの 距離,縦軸は平均変位量で正規化された変位量. データの 50 パーセンタイル(黒破線:ウ ェイブル分布)は Petersenet al. (2011)横ずれ断層(緑実線:放物線)よりも Moss and Ross (2011)による逆断層の 50 パーセンタイル(茶実線:ワイブル分布)に近い傾向.

最大変位で正規化したデータに対して,各種論文で構築された断層変位距離減衰式と比較した結果を図 4.1.3.3-4 に示す.横ずれ断層の距離減衰式が断層端部で減少している. 逆断層の距離減衰式ではそれほど顕著ではない.



図 4.1.3.3-4 主断層断層変位距離減衰式: 横軸は断層長で正規化された主断層沿いの 距離,縦軸は最大変位量で正規化された変位量. データの 50 パーセンタイル(黒破線:ウ ェイブル分布)は Petersenet al. (2011)横ずれ断層(緑実線:放物線)よりも Moss and Ross (2011)による逆断層の 50 パーセンタイル(茶実線:ワイブル分布)に近い傾向.

平均変位で正規化したデータに対して,各種論文で構築された断層変位距離減衰式と比較した結果を図 4.1.3.3-5 に示す.



図 4.1.3.3-5 主断層断層変位距離減衰式: 横軸は断層長で正規化された主断層沿いの 距離,縦軸は平均変位量で正規化された変位量. 黒実線はデータの 50 パーセンタイル(ベ ータ分布). 高尾・他(2013)国内断層(緑実線:放物線), Moss and Ross (2011) による 逆断層の 50 パーセンタイル(茶実線:ワイブル分布)ともに大きな違いは見られない.

最大変位で正規化したデータに対して,各種論文で構築された断層変位距離減衰式と比較した結果を図 4.1.3.3-5 に示す.



図 4.1.3.3-6 主断層断層変位距離減衰式: 横軸は断層長で正規化された主断層沿いの 距離,縦軸は最大変位量で正規化された変位量. 黒実線はデータの 50 パーセンタイル(ベ ータ分布). 高尾・他(2013)国内断層(緑実線:放物線), Moss and Ross (2011) による 逆断層の 50 パーセンタイル(茶実線:ワイブル分布)ともに傾向に大きな違いは見られな い.

Petersen et al. (2011) で示されるグローバルデータによる横ずれ断層変位距離減衰式を除けば、大局的な変化傾向は同様のものが得られた. Petersen et al. (2011) における断層変位距離減衰式の減衰傾向が断層タイプではなく、表層や地域のテクトニクスの影響であれば、より安定な主断層変位距離減衰式を構築するために高尾・他(2013)のような検討地域をしぼったデータセットを対象とすることが有効である可能性がある.本事業で検討してきた断

層変位距離減衰式では,最大変位で正規化したものでは,断層タイプによる違いはほとんど 見られなかった.また,2016 年熊本地震の主断層変位分布では,横ずれ断層の断層変位距 離減衰式に最も近い傾向を示した.

4.1.4. 主断層出現のばらつきの評価

地表地震断層による断層変位が必ずしも事前に判明している活断層上で発生するとは限 らない. Petersen et al. (2011) では, Mapping Accuracy として活断層情報と実際に出現した 地表地震断層との離隔を評価している.本検討ではいくつかの地震に対して,同様の検討を 行った.用いる活断層情報は中田・今泉(2002) によるデジタル活断層で,各断層変位記録 値点と断層線との離隔距離を GIS 上で読み取り,平均と標準偏差を検討した.断層線より 上盤側の時は正の値,下盤側の時は負の値とした.2016 年熊本地震では布田川断層と日奈 久断層間の接合区間と,1995 年兵庫県南部地震でも南西部の分岐している区間は検討から 除外している.したがって,比較的単純な構造区間での評価となっている.

逆断層である 2014 年長野県北部地震では、平均は負の値、すなわち活断層線よりも下盤 側に出現している. 横ずれ断層である 1995 年兵庫県南部地震や 2016 年熊本地震も下盤側で あるが、2014 年長野県北部地震ほどの離隔はない.また、標準偏差をみると、1995 年兵庫 県南部地震が最も小さく、2014 年長野県北部地震・2016 年熊本地震が類似した値を示して いる.より多くのデータを整理して考察する必要があるが、断層傾斜角の影響が大きい可能 性がある.



図 4.1.4 - 1 Petersen et al. (2011) による Mapping Accuracy

Mapping Accuracy	Mean(m)	One-Sided SDT	Two-Sided SDT
All	30.64	43.14	52.92
Accurate	18.47	19.54	26.89
Approximate	25.15	35.89	43.82
Concealed	39.35	52.39	65.52
Inferred	45.12	56.99	72.69

表 4. 1. 4 - 1 Mapping Accuracy (Petersen et al., 2011)

$$\sigma = \sqrt{\sigma'^2 + \mu^2} \tag{4.1.3.2-4}$$

表 4.1.4-2 主断層の出現のばらつき

地震	平均(m)	標準偏差(m)
兵庫県南部地震	-5	32
長野県北部地震	-106	85
熊本地震	-16	75



図 4.1.4-2 各地震における主断層のばらつき

今回は、横ずれ断層、逆断層の例として兵庫県南部地震と長野県北部地震、比較のため に熊本地震のみで、断層変位が比較的単純な部分にのみ限定して検討を行った.その結果、 定性的には断層タイプによるばらつきが示唆されたが、Petersen et al. (2011)のように PFDHAの評価に組み込むためには、より多くのデータで検討する必要があり、さらに対象 となる活断層情報の精度別に整理する必要がある.

4.1.5. 断層メカニズムの違いによる副断層変位距離減衰式

「平成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検討)事業」と 「平成 26 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動評価手 法の検討)事業」での検討で,逆断層については上盤側と下盤側でデータ数や減衰傾向の違 いが明らかになった.「平成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手 法の検討)事業」と「平成 25 年度断層変位ハザードの評価手法の検討」での検討の横ずれ 断層では,Petersen et al. (2011)を参考に違いを区分せずに検討していた.ここでは,「平 成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検討)事業」と「平成 25 年度断層変位ハザードの評価手法の検討」データの副断層について,逆断層と同様に鉛 直変位量分布等を参考に上盤側・下盤側の区別を行った.その結果を図 4.1.5-1 から 4.1.5 -4 に示す.



図 4.1.5-1 兵庫県南部地震の副断層データ



図 4.1.5-2 鳥取地震の副断層データ



図 4.1.5-3 北丹後地震の副断層データ



図 4.1.5-4 北伊豆地震の副断層データ

区分した副断層変位データに対して,距離減衰式を求めた結果を示す.

$$D_{HW}/MD = 0.66110e^{-0.82916r} \qquad (4.1.5-1)$$

ここで、D_{HW}, MD, r はそれぞれ上盤側の副断層変位, 主断層の最大変位, 主断層 からの最短距離(km)を示す.

$$D_{FW}/MD = 0.51072e^{-0.39446r} \qquad (4.1.5-2)$$

ここで、DFW は下盤側の副断層変位を示す.

$$D_{HW}/AD = 1.75696e^{-0.69010r} \tag{4.1.5-3}$$

ここで, AD は主断層の平均変位を示す.

$$D_{FW}/AD = 1.41393e^{-0.39477r} \qquad (4.1.5-4)$$

「平成 27 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検討)事業」で 求めた逆断層の副断層距離減衰式も4.1.5-5 から4.1.5-8 に示す.

$$D_{HW}/MD = 0.53225e^{-1.14503r} \tag{4.1.5-5}$$

$$D_{FW}/MD = 0.40000e^{-3.40362r} \tag{4.1.5-6}$$

$$D_{HW}/AD = 0.87603e^{-1.14562r} \tag{4.1.5-7}$$

$$D_{FW}/AD = 0.64000e^{-2.90584r} \tag{4.1.5-8}$$

逆断層の副断層の減衰式を図 4.1.5-5, 4.1.5-6 に示す.図 4.1.5-7, 4.1.5-8 は 横ずれ断層の距離減衰式を示す.横ずれ断層では下盤側・上盤側で顕著なデータの偏りはみ られない.このため、高角の横ずれ断層の場合はデータ数の観点からも Petersen et al. (2011) のように両サイドのデータを合わせて検討する方が望ましいと思われる.主断層のばらつき の評価結果も考慮すれば、横ずれ断層は副断層分布も含めて、その分布の対称性が高く、既 存の活断層近傍に変位が発生する可能性が高い.一方,逆断層では,主断層の変位は既存活 断層よりも下盤側に発生する可能性が高く,副断層は上盤側に出現する可能性が高い.この ような断層タイプ毎の特性を理解した上で断層変位ハザードを行う必要がある.



(a) 下盤側



(b) 上盤側

図 4.1.5-5 横軸は主断層からの最短距離(km),縦軸は最大変位量で正規化された変位 量.逆断層データ.下盤側と上盤側で異なるデータ数・減衰傾向がみられる.



Distance from principal fault (km)

(b) 上盤側

図 4.1.5-6 横軸は主断層からの最短距離(km),縦軸は平均変位量で正規化された変 位量. 逆断層データ. 下盤側と上盤側で異なるデータ数・減衰傾向がみられる.



(a) 下盤側



(b) 上盤側

図 4.1.5-7 横軸は主断層からの最短距離(m),縦軸は平均変位量で正規化された変位量(横ずれ断層). 下盤側と上盤側で類似したデータ数・減衰傾向がみられる.



(a) 下盤側



(b) 上盤側

図 4.1.5-8 横軸は主断層からの最短距離(m),縦軸は最大変位量で正規化された変位 量(横ずれ断層). 下盤側と上盤側で類似したデータ数・減衰傾向がみられる.

4.1.6. 表層条件の影響

Moss et al. (2013) によれば、逆断層の方が、断層が地表に出現する・しないに関して、表層の Vs30 の違いによる影響を受けやすいとしている.ここでは、防災科学技術研究所から公開されている AVS30 の値と、断層変位データとの比較を行った.



図 4.1.6-1 2014 年長野県北部地震の AVS30 と断層変位量:黒線が AVS30 を示す.



図 4.1.6-2 横軸は主断層沿いの距離(m),縦軸は AVS30(m/s). 黒線が AVS30 を示 す. 横ずれ断層では AVS30 の影響はみられない.



図 4.1.6-3 横軸は主断層沿いの距離(m),縦軸は AVS30(m/s). 黒線が AVS30 を示す.



(b) 国内逆断層

図 4.1.6-4 横軸はモーメントマグニチュード,縦軸は AVS30(m/s),×個々の変位観 測点のデータ,バーは主断層沿いの AVS30の範囲を示す.断層タイプによってデータの分 布域が異なる.



(b) 国内逆断層

図 4.1.6-5 横軸は AVS30(m/s),縦軸はネットスリップ(m). 断層タイプによって データの分布域が異なる.特に,逆断層では AVS30 が低い領域で変位がばらついている.





図 4.1.6-6 横軸は AVS30(m/s),縦軸はネットスリップ(m). 断層タイプによって データの分布域が異なる.特に,逆断層では AVS30 が低い領域で変位がばらついている.



(b) 国内逆断層

図 4.1.6-7 横軸は AVS30(m/s),縦軸はネットスリップ(m). 断層タイプによって データの分布域が異なる.特に,逆断層では AVS30 が低い領域で変位がばらついている.



(b) 国内逆断層

図 4.1.6-8 横軸は AVS30(m/s),縦軸はネットスリップ(m). 断層タイプによって データの分布域が異なる.特に,逆断層では AVS30 が低い領域で変位がばらついている.

主断層沿いの AVS30 と断層変位量との間に,明確な対応関係は見出しにくい(図 4.1. 6-1 から 4.1.6-3). 一方,断層タイプ毎の AVS30 と変位量との関係をみると,逆断 層では AVS30 が低い領域で断層変位がばらついている(図 4.1.6-5).

4.2. 確率論的断層変位ハザードの試解析

「平成 26 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動評価 手法の検討)事業」で実施した横ずれ断層のハザード評価同様,本事業ならびに既存研究に よる断層変位距離減衰式により計算されるハザードを比較する.評価対象とするのは,活断 層近傍で地震が発生し,明瞭な逆断層タイプの地表地震断層が出現した 2014 年長野県北部 地震とした.

4.2.1. PFDHA における逆断層データの評価

最初に「平成26年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動評価手法の検討)事業」で横ずれ断層を対象として評価した距離減衰式に対して,「平成27年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位評価手法の検討)事業」でコンパイルされたデータとの関係を検討した.

主断層に関しては、逆断層データセットを横ずれ断層のデータセットと合わせても「平 成 26 年度原子力施設等防災対策委託等委託費(断層変位及び断層極近傍地震動評価手法の 検討)事業」で評価した断層変位距離減衰式と大きな差異は認められず, Petersen et al. (2011)で示される横ずれ断層の距離減衰式よりも断層端部で減少しない傾向が確認された (図 4.2.1-1 から 4.2.1-4).従って、「平成 25 年度断層変位ハザードの評価手法の検 討」で構築した距離減衰式を用いることとする.



H27 MD

図4.2.1-1 最大変位で正規化した変位における断層距離減衰式.データは逆断層タイプ.



図 4.2.1-2 最大変位で正規化した変位における断層距離減衰式. データは逆断層および 横ずれ断層タイプ.



図4.2.1-3 平均変位で正規化した変位における断層距離減衰式.データは逆断層タイプ.



図 4.2.1-4 平均変位で正規化した変位における断層距離減衰式. データは逆断層および 横ずれ断層タイプ.

一方,これまで整理してきた副断層データを取りまとめてみると,明瞭な減衰傾向がみ られなかった(図4.2.1-5).グローバルデータの横ずれ断層の副断層を検討した Petersen et al. (2011)でも,評価する地点によっては主断層よりも副断層による変位が大きい現象が 確認されている. PFDHAでは,副断層変位の正規化は,主断層における最大変位や平均変 位を用いている.これを近傍の変位で正規化するなど,データセットにおいて主断層変位分 布と副断層変位分布とを比較して,適切な正規化を検討する必要がある.



図 4.2.1-5 副断層の分布. 横ずれ断層・逆断層データを含む. 各種線はデータのパーセンタイルを示す.

4.2.2. 2014 年長野県北部地震を対象とした試計算

最初に主断層を対象として PFDHA の試算を行った.用いた断層変位距離減衰式は,図 4.2.1-2 (JNES MD) および図 4.2.1-4 (JNES AD) の過年度事業で整理されてきたデー タに基づくものに加えて,高尾・他 (2013) によるもの (Takao MD, Takao AD),および Petersen et al. (2011)によるもの, Moss and Ross (2011) (M&R AD) である. Petersen et al. (2011) は横ずれ断層, Moss and Ross (2011)は逆断層を対象としており,残りは断層タイプ が混在している. スリップ速度を 3.5mm/yr とし,最低マグニチュードは 6.8 とした.

図 4.2.2-1 に評価結果を示す. 断層変位距離減衰式において減衰傾向の大きかったグロ ーバルデータを用いた横ずれ断層評価式 (Petersen et al., 2011) による評価結果 (赤線・緑 線) が国内もしくはグローバルデータを用いた逆断層評価式 (Moss and Ross, 2011) による 評価結果よりも小さい. 図 4.2.1-6の下部には観測された変位量のヒストグラムも示すが, ヒストグラムで比較的多く見られる断層変位量の再現期間はおよそ 1000 から 2000 年であ る.

一方, Okada et al. (2015)で議論される地震発生前の変位量や活動間隔はいずれも大きい (例えば,鈴木・他,2010).変動地形学的知見から想定された震源断層による地表変位は 神城近傍でおよそ 10m 程度のネットスリップ(纐纈・他,2010)とされ,予測される再現間 隔は遙かに長くなる.2014 年長野県北部地震自体が事前予測よりも規模が小さいものだっ た事もあるが,PFDHA では地震発生間隔のモデルはポアソン過程を用いているのに対して, 地震調査研究推進本部では時間予想モデルが用いられていることも挙げられる.より精緻な 比較のためには,断層変位距離減衰式以外もきちんと Logic Tree により適切な重みを付けた 評価を行うことが望ましい.



図 4.2.2-1 2014 年長野県北部地震の PFDHA 試算結果. 横軸は断層変位(m). 縦軸 は年超過率(左側),もしくは再現期間(右側). 断層変位距離減衰式において減衰傾向の 大きかったグローバルデータを用いた横ずれ断層評価式(Petersen et al., 2011)による評価 結果(赤線・緑線)が国内もしくはグローバルデータを用いた逆断層評価式(Moss and Ross, 2011)による評価結果よりも小さい.

副断層以外に, Petersen et al. (2011) では主断層変位が必ずしも活断層直上で発生しない 評価として Mapping Accuracy の考え方を導入している. ここでは主断層に関した距離減衰 式と Mapping Accracy で示されるばらつきを用いて, 2014 年長野県北部地震の試計算を行 った.ここでの試計算の目的はいわゆる断層変位ハザードとしての年超過確率を求めること ではなく,実際の変位分布と距離減衰式の違いによる変位量分布をみるために,地震発生頻 度は考えず,地表地震断層の出現率も 1 として計算した. 求めたばらつきから変位分布を 求めるには, Petersen et al. (2011) で示されているようにデータから得られたばらつきと標 準偏差を用いて正規分布による重みを適用した. 断層線には「デジタル活断層図」を用いた. 図 4.2.2-2 に評価した地域を示す. 最大変位・平均変位は高尾・他(2013) で求められた(4. 2.2-1, 4.2.2-2) 式を用いた. マグニチュードは実際の 2014 年長野県北部地震のモー メントマグニチュード 6.2 を用いた.

 $\log(MD) = -5.16 + 0.82Mw \qquad (4.2.2-1)$

 $\log(AD) = -4.80 + 0.69Mw \qquad (4.2.2-2)$

.


図 4.2.2-2 検討範囲

図4.2.2-3 に Petersen et al. (2011) によるパラメータの評価結果を示す.一方, 図4.2. 2-4 に今回求めたパラメータによる評価結果を示す.主断層の距離減衰式の違いで,示さ れる変位量の大きさ,主断層沿いでの値の変化が大きく異なる.減衰傾向が弱い本検討の結 果では検討範囲内でほとんど一定の変位量を示す.また,ばらつきが大きいことから,変位 分布も広くなっており,実際に変位が観測された場所の大半が含まれている.横ずれ断層で は,ばらつきや減衰傾向が小さいため,実際に変位が観測された場所でも変位が発生してい ないところもみられる.ただし,変位量そのものを比較すると,長野県北部地震は PFDHA で 仮定しているような断層中央部で最大を示さないため,乖離は大きい.



図 4.2.2-3 Petersen et al. (2011) による結果



図 4.2.2-4 本検討による結果

4.3. 本章のまとめ

- ▶ これまでに整理・構築してきた距離減衰式と、2016 年熊本地震の変位分布(Shirahawa et al, 2016)を比較した結果、主断層の変位分布傾向は国内データセットで得られた傾向に近く、横ずれにより近い傾向を示した。
- 最大変位量で正規化した場合,主断層距離減衰式はデータセットや断層種別毎の違いが より小さくなる傾向にある.
- ▶ 一方,詳細な調査結果より明らかにされている分岐断層などによる変位は、現状の PFDHA では必ずしもモデル化されていないが、変位量が大きいものも含まれるため、 その評価方法は決定論的手法と合わせて今後の課題である.
- ▶ 国内の地表地震断層の主断層沿いの Vs30 での整理を行った結果,逆断層では Vs30 が 低い領域では変位データのばらつきが多い傾向がみとめられた.ただし,断層毎では限 られたデータセットであるため,国外地震も含めたより多くの変位データからの検討を 行う必要がある.
- 横ずれ断層は副断層分布も含めて、その分布の対称性が高く、既存の活断層近傍に変位 が発生する可能性が高い、一方、逆断層では、主断層の変位は既存活断層よりも下盤側 に発生する可能性が高く、副断層は上盤側に出現する可能性が高い、このような断層タ イプ毎の特性を理解した上で断層変位ハザードを行う必要がある。
- ▶ H27 年度にて整理した逆断層データセット・距離減衰式を基に、2014 年長野県北部地 震を対象としたハザード解析を実施した.その結果、H26 年度に実施した横ずれ断層 を対称としたハザード試算結果と同様に、国内データ主体のデータセットから得られた 断層変位距離減衰式による評価の方が、より大きなハザードを示す結果が得られた.

4章の文献

- Ando, R., B. E. Shaw, and C. H. Scholz (2009), Quantifying Natural Fault Geometry: Statistics of Splay Fault Angles, Bulletin of the Seismological Society of America , Vol. 99, No. 1, 389-395.
- Angelier, J., J.-C. Lee, J.-C. Hu, and H.-T. Chu (2003), Three-dimensional deformation along the rupture trace of the September 21st, 1999, Taiwan earthquake: a case study in the Kuangfu school, Journal of Structural Geology, Vol. 25, No. 3, 351 370.
- Bonilla, M. (1967), Historic Surface Faulting in Continental United States and Adjacent Parts of Mexico, TID-24124 REACTOR TECHNOLOGY (TID-4500).
- Bowman, D., G. King, and P. Tapponnie (2003), Slip Partitioning by Elastoplastic Propagation of Oblique Slip at Depth, Science, Vol. 300, 1121-1123.
- Brocher, T. M., A. S. Baltay, J. L. Hardebeck, F. F. Pollitz, J. R. Murray, A. L. Llenos, D. P. Schwartz, J. L. Blair, D. J. Ponti, J. J. Lienkaemper, V. E. Langenheim, T. E. Dawson, K. W. Hudnut, D. R. Shelly, D. S. Dreger, J. Boatwright, B. T. Aagaard, D. J. Wald, R. M. Allen, W. D. Barnhart, K. L. Knudsen, B. A. Brooks, and K. M. Scharer (2015), The Mw 6.0 24 August 2014 South Napa Earthquake, Seismological Research Letters, Vol. 86, No. 2A, 309-326.
- Choi, J.-H., K. Jin, D. Enkhbayar, B. Davvasambuu, A. Bayasgalan, and Y.-S. Kim (2012), Rupture propagation inferred from damage patterns, slip distribution, and segmentation of the 1957 MW8.1 Gobi-Altay earthquake rupture along the Bogd fault, Mongolia, Journal of Geophysical Research: Solid Earth, Vol. 117, No. B12, B12401.
- Dev_es, M., G. C. King, Y. Klinger, and A. Agnon (2011), Localised and distributed deformation in the litho-sphere: Modelling the Dead Sea region in 3 dimensions, Earth and Planetary Science Letters, Vol. 308, No. 1-2, 172 - 184.
- Fujiwara, S., H. Yarai, T. Kobayashi, Y. Morishita, T. Nakano, B. Miyahara, H. Nakai, Y. Miura, H. Ueshiba, Y. Kakiage, and H. Une (2016), Small-displacement linear surface ruptures of the 2016 Kumamoto earthquake sequence detected by ALOS-2 SAR interferometry, Earth, Planets and Space, Vol. 68, No. 1, 160.
- INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (2010), Seismic Hazards in Site Evaluation for Nuclear Installations in IAEA Safety Standards Series, No. SSG-9, Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY.
- King, G. C. P. (1986), Speculations on the geometry of the initiation and termination processes of earthquake rupture and its relation to morphology and geological structure, pure and applied geophysics, Vol. 124, No. 3, 567-585.
- Moss, R. E. S., and Z. E. Ross (2011), Probabilistic fault displacement hazard analysis for reverse faults, Bulletin of the Seismological Society of America , Vol. 101, No. 4, 1542-1553.
- Moss, R. E. S., K. V. Stanton, and M. I. Buelna (2013), The Impact of Material Sti_ness on the Likelihood of Fault Rupture Propagating to the Ground Surface, Seismological Research Letters, Vol. 84, No. 3, 485-488.
- Oettle, N. K., and J. D. Bray (2013), Fault rupture propagation through previously ruptured soil, Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering , Vol. 139, No. 10, 1637-1647.

- Perrin, C., I. Manighetti, J.-P. Ampuero, F. Cappa, and Y. Gaudemer (2016), Location of largest earthquake slip and fast rupture controlled by along-strike change in fault structural maturity due to fault growth, Journal of Geophysical Research: Solid Earth , Vol. 121, No. 5, 3666-3685. 2015JB012671.
- Petersen, M. D., T. E. Dawson, R. Chen, T. Cao, D. P. F. A. D. P. M. D. Wills, Christopher J.; Schwartz, T. E. Dawson, R. Chen, T. Cao, C. J. Wills, D. P. Schwartz, and A. D. Frankel (2011), Fault displacement hazard for strike-slip faults, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 101, No. 2, 805-825.
- Rymer, M. J., J. C. Tinsley, J. A. Treiman, J. R. Arrowsmith, K. B. Clahan, A. M. Rosinski, W. A. Bryant, H. A. Snyder, G. S. Fuis, N. A. Tok_e, and G. W. Bawden (2006), Surface Fault Slip Associated with the 2004 Parkfield, California, Earthquake, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 96, No. 4B, S11-S27.
- Shaw, B. E. (2011), Surface-Slip Gradients of Large Earthquakes, Bulletin of the Seismological Society of America , Vol. 101, No. 2, 792-804.
- Shirahama, Y., M. Yoshimi, Y. Awata, T. Maruyama, T. Azuma, Y. Miyashita, H. Mori, K. Imanishi, N. Takeda, T. Ochi, M. Otsubo, D. Asahina, and A. Miyakawa (2016), Characteristics of the surface ruptures associated with the 2016 Kumamoto earthquake sequence, central Kyushu, Japan, Earth, Planets and Space, Vol. 68, No. 1, 191.
- Toda, S., H. Kaneda, S. Okada, D. Ishimura, and Z. K. Mildon (2016), Slip-partitioned surface ruptures for the Mw 7.0 16 April 2016 Kumamoto, Japan, earthquake, Earth, Planets and Space, Vol. 68, No. 1, 188.
- Youngs, R. R., W. J. Arabasz, R. E. Anderson, A. R. Ramelli, J. P. Ake, D. B. Slemmons, J. P. McCalpin, D. I. Doser, C. J. Fridrich, F. H. Swan, A. M. Rogers, J. C. Yount, L. W. Anderson, K. D. Smith, R. L. Bruhn, P. L. K. Knuepfer, R. B. Smith, C. M. dePolo, D. W. O'Leary, K. J. Coppersmith, S. K. Pezzopane, D. P. Schwartz, J. W. Whitney, S. S. Olig, and G. R. Toro (2003), A Methodology for Probabilistic Fault Displacement Hazard Analysis (PFDHA), Earthquake Spectra, Vol. 19, No. 1, 191-219.
- 向山 栄・佐藤 匠・高見智之・西村智博・日本応用地質学会 2016 年熊本・大分地震災害 調査団 (2016),2 時期の航空レーザ計測地形データ解析による平成 28 年 (2016 年) 熊本地震前後の阿蘇カルデラ地域における地表変位,日本応用地質学会熊本・大分地 震災害調査団調査報告速報版その 2.
- 吉田英一・大嶋章浩・吉村久美子・長友晃夫・西本昌司 (2009), 断層周辺に発達する割れ目 形態とその特徴: 阿寺断層における 'ダメージゾーン '解析の試み,応用地質,50, 1, 16-28.
- 黒木貴一・井口 隆・千田敬二・加藤靖郎・小俣雅志・撰田克哉・高見智之・田近 淳・田 村浩行・西山賢一・矢田 純・向山 栄・西村智博・阪口和之・末武晋一・橋本修一・ 寺口慧介・矢野健二・山本茂雄・碓井敏彦・矢野寛幸・佐藤 匠・河合貴之・石橋愛 香・日本応用地質学会 2016 年熊本・大分地震災害調査団陥没性亀裂調査班 (2016),
- 阿蘇カルデラ内に出現した陥没性断裂とその周辺の地形変位,日本応用地質学会熊本・大分 地震災害調査団調査報告速報版その 1.

- 中田 高・今泉俊文 (2002), 『活断層詳細デジタルマップ』, DVD-ROM2 枚・ 60p・付 図 1 葉, 東京大学出版会.
- 杉戸信彦 (2014), 1847 年善光寺地震の地表地震断層に関する既存資料の整理, 法政大学人 間環境論集, 14, 3, 171-194.
- 高尾 誠・土山滋郎・安中 正・栗田哲史 (2013), 確率論的断層変位ハザード解析手法の日本における適用,日本地震工学会論文集,13,1,17-32.
- 渡辺満久・中田 高・後藤秀昭・田中 圭・鈴木康弘・高田圭太 (2016), 2016 年熊本地震時に「清正公道」に沿って出現した地震断層,日本活断層学会 2016 年度秋季学術大会 講演予稿集, O-10.

Ⅲ編 決定論及び確率論的評価手法による 断層変位評価手法のまとめ

5. 決定論的評価手法と確率論的評価手法の比較

本章では、I編およびII編で示した決定論的評価手法と確率論的評価手法での結果について、比較を実施し課題の抽出を実施した。

5.1. 決定論的評価手法側計算モデル

決定論的評価手法と確率論的評価手法の結果比較にあたり、決定論的評価手法側でま ず単純なモデル(矩形・砂箱実験)にて計算を実施した。計算モデルは、竿本ら(2015)によ る文献から、図 5.1-1 に示す平板モデルとした。

解析は、右側底面および側面を移動境界とし、30°、60°、90°の3パターンで移動 さた。



(1)物性值

表 5.1-1 に、地盤物性値一覧を示す。物性は解析領域内で一様とした。

表 5.1-1 地盤物性值一覧

ID	密度(Kg/m ³)	ポアソン比	せん断剛性(N/m ²)
1	2,000	0.3	4.80e+9

(2)非線形性の考慮

解析に際し非線形性は Drucker-Prager 型の破壊判定を用いた。表 5.1-2 に、破壊判 定値を示す。なお、今回は摩擦角を計算パラメータとして複数計算した結果、表 5.1-2 に示す値とした。

表 5.1-2 破壊判定值

粘着力(N/m ²)	摩擦角(°)
1.50e+6	8

5.2. 解析結果

5.2.1. 決定論的評価手法側パラメータスタディ

図 5.2-1 に解析結果(最大せんだん歪および破壊領域)と、文献中から個別要素法に よる解析結果(歪領域)を示す。



図 5.2-1 解析結果および文献結果の比較

竿本ら(2015)に沿って、傾斜角と断層の地表到達位置(W)/被覆層厚(H)について本 計算結果と合わせ図示する。なお、竿本ら(2015)では、DEMの計算結果について、複 数の断層が確認できた場合、基盤の食い違い位置から最も離れた位置 W を持ちて図 示している。

今回のケースでは、帯状の破壊領域が見られたため、文献に合わせ最も遠い位置(下 表中①)と、帯状破壊領域の中間位置(下表中②)を用いて図示した。

図 5.2-2、図 5.2-3 に比較結果を示す。



図 5.2-2 竿本ら(2015)より図-6 抜粋と、本計算での結果プロット(📥 📥)



5.2.2. 確率論的評価手法との比較

確率論的評価手法の比較の一つとして、確率論的評価の際に利用する変位データ セットとの比較を実施した。

変位データセットとの比較にあたり、決定論的評価手法側のパラメータスタディ の傾斜角 30°の結果を用いた。また、今回決定論的評価手法側では、微小変形理論を ベースにした連続体を解析する有限要素法(FEM)を用いて計算を実施しているため、 明確な断層変位の出現がない。従って、比較の一つの試みとして、FEM の計算結果の 歪を用いて変位データセットとの比較を行っている。





図 5.2-4 破壊領域図(傾斜角 30°)

図中の地表に現れた主断層面を[A1]とみなす。また、バックスラストの出現領域を、 最短[B1]、最長[B2]とみなした場合の中間位置を[B3]とし、これを断層出現の可能性 のあるポイントとみなし、[A1]と[B3]の位置の歪を抽出した。

図 5.2-5 に傾斜角 30°時の歪分布図を示す。図 5.2-4 に示す位置の歪から求めた主 断層からの距離と(断層)変位の相関を、確率論的評価手法で用いる変位データセット 上にプロットした比較図を図 5.2-6 に示す。



図 5.2-5 歪分布図(傾斜角 30°)

<距離減衰式上へのプロットの試み>

- ・A1 地点での最大せん断歪み: 0.0091
- ・B3 地点での最大せん断歪み: 0.0027
- 0.29 = 0.0027/0.0091 (\boxtimes 5.2-6 $\oplus \mathcal{O}$)



図 5.2-6 変位データセット上へのプロット図

5.2.3. まとめ

今回、決定論的評価手法から、歪を利用した断層からの距離と変位の相関関係値 を、確率論的評価手法で用いる変位データセット上にプロットした。比較数が少ない 点が課題の一つとして上げられるが、変位データセット範囲内に概ね収まる位置にプ ロットされていることがわかる。

決定論的評価手法と確率論的評価手法について、その結果の比較を行った。本来、 不連続な挙動を示す事象について、決定論的評価側では今回は連続体を仮定した計算 による結果を比較した。その中で、決定論的評価側でひずみをベースに無次元化を行 い確率論的評価手法側結果と比較を行った。決定論的評価手法側では不連続体挙動を 模擬する計算の実施、無次元化の方法、確率論的評価手法側で作成した地震発生頻度 (年超過確率)毎の断層変位発生確率との比較など、今後の課題として上げられる。

5.3. 本章の参考文献

本調査における参考文献一覧を以下に示す。

1) 竿本・吉見, 被覆層と断層傾斜角が逆断層直上の地盤変状に及ぼす影響の個別要素 法による検討, 断層変位評価に関するシンポジウム講演論文集(2015)

IV編

国内外の最新知見収集

国内外の学会等での事業成果発表

検討会の実施

6. 国内外の最新知見収集

6.1. 活断層学会

2016 年 10 月 29 日から 30 日にかけて法政大学で開催された. 熊本地震に関する各種 研究成果も多く発表されていた. 関連する発表論文を表 6.1-1 に示す.

表 6.1-1 関連発表リスト

著者	講演タイトル	講演番号
白濵吉起·吉見雅行·粟田泰夫·丸山 正·吾妻 崇·宫下由 香里·森 宏·今西和俊·武田直人·落 唯史·大坪 誠·朝 比奈大輔·宮川歩夢	2016 年熊本地震に伴う地表地震断層とその特徴	P-14
熊原康博・大学合同調査グループ	2016 年熊本地震に伴う地表地震断層の特徴	P-14
原口 強	2016 熊本地震での地表変位と被害	O-12
宇根 寛・中埜貴元・藤原 智・小林知勝・森下 遊・佐藤 浩・八木浩司	平成 28 年熊本地震に伴い阿蘇外輪山北西部に現れた多数の地 表変位について	O-11
渡辺満久・中田 高・後藤秀昭・田中圭・鈴木康弘・高田圭太	2016 年熊本地震時に「清正公道」に沿って出現した地震断層	O-10
中埜貴元・森下 遊・小林知勝・藤原智・宇根 寛	SAR 干渉解析による平成 28 年(2016 年)熊本地震に伴う熊 本市内の地表変位と地下構造との関係	O-8
後藤秀昭・堤浩 之・遠田晋次・熊原康博	熊本市街地付近の活断層と 2016 年熊本地震による地表変状	O-7

6.2. Fault Displacement Hazards Analysis Workshop

2016 年 12 月 8 日から 9 日にかけてカリフォルニア州のメンローパークで開催された. PFDHA を含む断層変位ハザードに関連した多くの研究発表が行われた. 横ずれ断層はすでに Petersen et al. (2011) の手法・データセットをベースに副断層を含めた実務レベルの評価事例が蓄積されている.副断層を含む逆断層や誘発されるタイプも今後の課題として指摘されていた. 関連する講演を表 6.2-1 に示す.

講演者	講演タイトル
Jeff Bachhuber	Collaborative Opportunities and Coordination of Research Efforts
Norm Abrahamson	The Path Forward: Research Directions and Plans for a PEER Research Project
Jonathan Bray	Engineering Implementation of the Results of a Fault Displace- ment Hazards Analysis
Luis Dalguer	Earthquake surface rupture (fault displacement) assessment using dynamic rupture models: Case study of the 1999 Chi- chi Taiwan earthquake
Glenn Biasi	Performance-Based PFDHA Using the Third Uniform Califor- nia Earthquake Rupture Forecast
Donald Wells	Application or Mis-Application of PFDHA. What Relation- ships are Appropriate and Is the Displacement Result Reason- able?
Naoto Inoue	Framework of probabilistic and deterministic methods for eval- uating near- fault displacement
Keith Kelson	Risk Characterization and Dam Safety Modifications to Address Active Fault Rupture Beneath an Embankment Dam

Continued on next page

Continued from previous page

講演者	講演タイトル
Steve Thompson	Deterministic and probabilistic fault displacement hazard methodologies for gas pipeline crossings in California: appli- cations and data needs
Mark Petersen and Rui Chen	Surface Rupture Data and Location Uncertainty in Probabilis- tic Fault Displacement Hazard Analyses
Ivan Wong	U.S. criteria for assessing tectonic surface fault rupture and deformation at nuclear facilities
Thom Davis	Fault displacement hazard at natural gas storage fields-a future research and regulatory direction
Pilar Villamor	Briefing on the 2016 Kaikoura, New Zealand Earthquake
Stphane Baize and Johann Champenois	Towards a unified database of Surface Ruptures (SURE): Objectives and perspectives
David P. Schwartz	50 or 500? Current Issues in Estimating Fault Rupture Length
Austin Elliot	A new technique to measure 3D slip vectors from high- resolution topography, applied to photogrammetry of historic ruptures
Chris Milliner	Quantifying Co-seismic Distributed Deformation Using Opti- cal Image Correlation: Implications for Empirical Earthquake Scaling Laws and Safeguarding the Built Environment
Xiwei Xu	Issues associated with setback distance from active fault in China: What we have learned from the 2008 Wenchuan Earth- quake
Ben Brooks	Constraining Co- and Post-Seismic Shallow Fault Slip with Near-Field Geodesy and Mechanical Modeling
Greg dePascal	Fault rupture observations from the most recent and prior events along New Zealand's Alpine Fault and Greendale Fault
Dan Clark	Variation in earthquake surface rupture characteristics across intraplate Australia
Shinji TODA	Widespread complex surface rupture associated with the Mw 7.0 16 April 2016 Kumamoto, Japan, earthquake
Francesca Cinti	Surface rupture in the 2016 Earthquake Sequence in Central Italy

6.3. 原子力学会 2016 年秋の大会

2016 年9月7日から9日まで久留米で開催された。原子力施設や炉内、放射性物質 関連の化学的な性質、原子炉施設を対象とした PSA 等のセッションが主で、断層変位や 強震動関連についてのセッションは毎年数少ない。ただし、今年度は、原子力学会内の 「断層の活動性と工学的なリスク評価」調査専門委員会による活動報告にて、2014年か ら開始、2017年3月まで実施予定の検討内容について、秋の大会で成果についての主要 部分の報告があった。

成果は、今後、報告書としてとりまとめをし、シンポジウムを開催し報告予定である 旨、発表があった。

活動報告でのセッション名は、以下の通り。

ID	セッション名	講演者・報告者
PL2F	「断層の活動性と工学的なリスク評価」調査専門委員会活	岡本 孝司(東大)
	動報告	
PL2F01	熊本地震の概要 (特別講演)	奥村 晃史(広島大)
PL2F02	1)断層変位に対する原子力安全の考え方	奈良林 直(北大)
PL2F03	2)断層変位のハザード評価	谷 和夫(東京海洋大)
P12F04	3)断層変位の施設への影響評価	岡本 孝司(東大)

表 6.3-1 「断層の活動性と工学的なリスク評価」調査専門委員会セッション一覧

6.4. 土木学会 2016 全国大会

土木学会全国大会は学会として最大の行事であり、今年度は7部門、1共通セッションについて講演があった。直近の数年の傾向と同様に、橋梁や軌道関連の維持管理についての投稿が多く見られた。また、本年度は特別セッションとして、熊本地震報告会が 開催された。

断層変位関連では、原子力土木委員会による「原子力関連施設と断層変位」と題した 研究討論会が実施された。討論会では、土木学会の取り組み、原子力学会の取り組み、 IAEAの取り組み、(他2つの話題)についてそれぞれ発表がなされた。

ここでは、本事業に関連する計算力学分野において、粒子法や個別要素法について整 理をする。今大会においても、粒子法および個別要素法については津波や浸透流など流 体運動を対象とした発表や固体の大規模な変形問題(崩壊問題)についての発表があっ た。表 6.4-1 に(流体関連を除く)地盤関連での粒子法や個別要素法を利用した文献リスト を示す。

Auther	Year	Title	Journal	Volume	Number	Pages
三浦 丈典・赤木 寛		地盤構成のアスペク	土木学会第 71 回年			
一・桐山 貴俊		ト比に着目した擁壁	次学術講演会			
		背後地盤の大変形挙				
		動				
桐山貴俊・肥後陽介		計算格子を利用した	(同上)			
		領域積分数値計算法				
		の地盤大変形問題へ				
		の適用				
久野 実希子・三木		不連続変形法と粒子	(同上)			
茂・大西 有三・佐々		法による固体と流体				
木 猛		の連成数値解析に関				
		する研究				
野々山栄人・宮田 喜		斜面の安定解析にお	(同上)			
載		ける粒子法と極限平				
		衡法の比較				
内藤直人・前田健		個別要素法を用いた	(同上)			
ー・田中敬大・牛渡		掘削解析による粘着				
裕二・川瀬良司		力の設定と落石防護				
		土堤の衝撃解析				
森口 周二・太田 勇		個別要素法による土	(同上)			
真・高瀬 慎介・寺田		砂流動解析の計算条				
堅二郎・阿部 慶太・		件に関する一考察				
青木 尊之						

表 6.4-1 文献リスト(土木学会 2016 全国大会)

6.5. 地質学会

2015 年に長野で開催された. 2014 年長野県北部地震と震源域を含む糸魚川一静岡構造線のテクトニクスに関連した発表と,原子力規制に関連して,地質学的な見地からのサイトの安定性評価に関連した最近の研究発表が行われた.

Author	Year	Title	Journal	Volume	Number	Pages
吉田英一	2015	断層周辺ダメージゾーンの充 填鉱物による履歴解析とその 応用	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			177
石渡明	2015	日本の原子力規制と地質学	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			177
吉村公孝・出口朗・西尾光・近 藤浩文	2015	地層処分地選定のための地質 環境調査技術の実証研究	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			176
山 田 彩 織・太 田 久 仁 雄・ Alexander W. Russell	2015	ナチュラルアナログを活用し た「サイトの安定性」 評価とそ の指標の検討	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			176
戸田亜希子・田中達也・プライ ネスパトリック・戸谷成寿・太 田久仁雄・國丸貴紀	2015	わが国の新第三紀堆積岩類を 対象とした地質構造モデルの 構築 -NUMO セーフティケー スにおける候補母岩のモデル 化-	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			175
太田久仁雄・國丸貴紀	2015	地層処分の観点からのわが 国の深部地質環境の分類- NUMO セーフティケースに おける候補母岩の設定-	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			175
安江健一・須貝俊彦・徳安佳代 子・小松哲也・堀内泰治・清水 整・森田泰彦	2015	地質環境長期安定性評価確証 技術開発:後背地解析技術に関 する研究	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			174
梅田浩司・浅森浩一	2015	内陸地震震源域下の流体の分 布と起源:地球物理地球化学 データを用いた震源断層の調 査技術に向けて	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			174
高橋正樹	2015	日本列島第四紀マグマ活動の 長期安定性評価と問題点	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			173
山崎晴雄	2015	地球環境変遷から見た人口・ エネルギー問題と原子力	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			173
原山智	2015	短縮テクトニクスにより生じ た北部フォッサマグナと大峰 帯での変形 山脈の傾動隆起	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			3
飯尾能久	2015	島弧地殻の変形と内陸震発生 過程	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			3
佐藤比呂志	2015	北部フォッサマグナの地殻構 造と新生代テクトニクス	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			2
廣内大助	2015	糸魚川-静岡構造線活断層帯に おいて発生した 2014 年長野 県北 部の地震にみられる諸 課題	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			2
近藤久雄	2015	2014 年長野県北部の地震と糸 魚川静岡構造線断層帯	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			151
鈴木悠爾・亀高正男・村田誠 一・青木和弘・田中義浩・瀬下 和芳・酒井亨	2015	塩ノ平断層の定方位コア試料 採取	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			151
小林健太・飯田圭輔・香取拓馬	2015	長野県白馬村神城地震断層周 辺の活断層露頭	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			126

表 6-3: 地質学会文献リスト

Continued on next page

Continued from previous page

Author	Year	Title	Journal	Volume	Number	Pages
津金達郎・信州大学震動調査 グループ	2015	2014 年長野県北西部地震にお ける地殻変動の要因-神城断層 と小谷中山断層がつくるポッ プアップ構造-	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			126
宮川歩夢・大坪誠	2015	第四紀以降の日本列島におけ る地殻構造の発達過程:断層の 力 学的活動性による検討	日本地質学会第 122 年学術大 会講演要旨			125

6.6. 日本地震学会 2016 秋季大会

2016 年 10 月 5 日から 7 日まで名古屋で開催された。大会の半年前に発生した 2016 年熊本地震関連の発表が多いことが特徴として挙げられる。

本研究に関連のあるものとして、地表地震断層に関する発表が挙げられる。その発表 のリストを表 6.6-1(1)に示す。また、震源近傍の地震動評価に適用可能なすべり速度時 間関数に関する検討や、地表地震断層の有無による地震動特性の違いに関する検討によ うに、断層近傍の地震動に関する発表にあった。これらの発表のリストを表 6.6-1(2)に 示す。

表	6.6-1(1)	文献リス	ト(日:	本地震学会	: 2016 秋季大会)
	(20)	16 年熊本地	1震の地	也表地震断	層関連)	

著者	年	タイトル	雑誌名	ナンバー
法口垩边	2016	平成 28 年熊本地震の地表地震断層の特徴とその意味-雁行配列	日本地震学会	S21 05
迷口自久	2010	の階層性と正・横ずれ断層の混在	講演予稿集	321-00
林悉明,仕津川書之	2016	2016 年 Mw7.1 熊本地震に伴って出現した地表地震断層の構造特	日本地震学会	\$21.06
你友奶,在岸川頁」	2010	徴	講演予稿集	321-00
鈴木康弘・熊原康博・後藤秀	2016	能大地震の地震断層と活断層-提起なれた課題-	日本地震学会	\$21-07
昭・中田高・渡辺満久	2010	※426歳の26歳年二年に石田三市 法定のように表別	講演予稿集	521-07
白濱吉起・吉見雅行・粟田泰				
夫・丸山正・吾妻崇・宮下由香			口卡亚雷马公	
里・森宏・今西和俊・武田直	2016	2016 年熊本地震に伴う地表地震断層とその特徴	山本地展于云	S21-P36
人・落唯史・大坪誠・朝比奈大				
輔・宮川歩夢				

表 6.6-1(2) 文献リスト(日本地震学会 2016 秋季大会) (断層近傍の地震動関連)

著者	年	タイトル	雑誌名	ナンバー
田中信也,引問和人,久田吉辛	2016	震源近傍における強震動予測に適用可能なすべり時間関数に関す	日本地震学会	S15 00
田中信じ・別间相八・八田茄早	2010	る検討	講演予稿集	310-09
加藤研一・大塚康弘・植竹富	2016	地表・地中断層の震源ごく近傍の地震動の比較:逆断層を対象と	日本地震学会	C15 10
一・引間和人	2010	した動力学的断層モデルに基づく検討	講演予稿集	310-10
主田目亚,委川勤佐,殿口会屿	2016	有限差分法を用いた地表及び潜在断層地震における地震波動伝播	日本地震学会	C1E D00
百四百平・省川敏生・野口电也	2016	シミュレーション	講演予稿集	210-P09

6.7. American Geophysical Union (AGU) Fall Meeting

AGU は領域が多岐にわたり、非常に多くの研究報告が行われた。他学会と異なり、ロ頭 発表とポスター発表が同時に開催され、発表件数は他の学会に比べて格段に多い。本研究と 直接的に関わりのある、地表変位が表れた内陸地殻内地震を対象にした地震の調査や解析に 関する発表も多くあった。特に、本年は2016/4 熊本地震、2016/11 ニュージーランド地震と 二つの大きな地震があり、そのセッションも開かれていた。

7. 国内外の学会等での事業成果発表の実施

7.1. Fault Displacement Hazards Analysis Workshop

本事業成果について、下記概要にて成果の発表を行った。以下、 (1)発表時期 (2)発表の方法 (3)発表の概要 について示す。なお、発表詳細は付録に示す。

(1)発表時期

平成 28 年 12 月 9 日

(2)発表の方法

U.S.Geological Survey(USGS)等主催の Fault Displacement Hazards Analysis Workshop において 2 編ロ頭発表を行う。

(3)発表の概要

題名: (a)Framework of probabilistic and deterministic methods for evaluating near-fault displacement

(b)Earthquake surface rupture (fault displacement) assessment using dynamic rupture models: Case study of the 1999 Chi-chi Taiwan earthquake

概要:本事業にて実施の断層変位評価手法の検討について、その概要と決定論的評価手法および確率論的評価手法の取り組みについて説明する(発表名(a))。また、本事業内で検討している手法のうち、dynamic rupture model を使った地震時の地表断層の評価について 1999 年集集地震を対象とした検討結果を用い説明する (発表名(b))。

※なお、題名(b)については、当初発表も予定していたが、都合により投稿の みとなった。

7.2. American Geophysical Union(AGU) Fall Meeting 2016

7.2.1. 決定論的評価手法

本事業成果について、下記概要にて成果の発表を行った。以下、 (1)発表時期 (2)発表の方法 (3)発表の概要

について示す。なお、発表詳細は付録に示す。

(1)発表時期

平成 28 年 12 月 16 日(金)

(2)発表の方法

2編、ポスター発表を行う。

(3)発表の概要

- 題名: (a) Study on the evaluation meshod for fault displacement based on characterized source model
 - (b) Stress drop inferred from dynamic rupture simulations consistent with Moment-Rupture area empirical scaling models: Effects of week shallow zone
- 概要:本契約にて実施の断層変位評価手法の検討中、決定論的評価手法について、 a)特性化震源モデルの構築および表層の数値解析の概要と、b)動力学的破壊 シミュレーションから推測される応力降下の考察について説明する。

7.2.2. 確率論的評価手法

本事業成果について、下記概要にて成果の発表を行った。以下、

- (1)発表時期
- (2)発表の方法
- (3)発表の概要

について示す。なお、発表詳細は付録に示す。

(1)発表時期

平成 28 年 12 月 16 日(金)

(2)発表の方法

2編、ポスター発表を行う。

(3)発表の概要

- 題名: (a) Study on the Evaluation Method for Fault Displacement: Probabilistic Approach Based on Japanese Earthquake Rupture Data -Principal fault displacements-
 - (b) Study on the Evaluation Method for Fault Displacement: Probabilistic Approach Based on Japanese Earthquake Rupture Data -Distributed fault displacements-
- 概要:本契約にて実施の断層変位評価手法の検討中、確率論的評価手法による断層 変位評価の取り組みについて、(a)主断層をテーマとした検討内容と、(b)副 断層をテーマとした検討内容について説明する。

7.3. 16th. World Conference on Earthquake Engineering

本事業成果について、下記概要にて成果の発表を行った。以下、

- (1)発表時期
- (2)発表の方法
- (3)発表の概要
- について示す。なお、発表詳細は付録に示す。
- (1)発表時期

平成 29 年 1 月 9 日(月)~13 日(金)

(2)発表の方法

16th. World Conference on Earthquake Engineering にて口頭発表を行う。

(3)発表の概要

- 題名: PERMANENT DISPLACEMENT FROM SURFACE-RUPTURING EARTHQUAKES: INSIGHTS FROM DYNAMIC RUPTURE OF Mw7.6 1999 CHI-CHI EARTHQUAKE
- 概要:本契約にて実施の断層変位評価手法の検討中、決定論的評価手法について、 1999 年集集地震における地表の永久変位について動力学的破壊シミュレー ションを用いた検討内容について説明する。

7.4. Japan Geoscience Union(JPGU)- American Geophysical

Union(AGU) Joint Meeting 2017

7.4.1. 決定論的評価手法

本事業成果について、下記概要にて予稿投稿を行った。以下、 (1)発表時期 (2)発表の方法 (3)発表の概要 について示す。なお、発表詳細は付録に示す。

(1)発表時期

平成 29 年 5 月 20 日(土)~25 日(木)のいずれか1日

(2)発表の方法

ポスター発表による。

(3)発表の概要

- 題名: Study on the evaluation method for fault displacement: Deterministic evaluation approach based three step considerations.
- 概要:本契約にて実施の断層変位評価手法の検討中、決定論的評価手法について、 特性化震源モデルの構築、動力学破壊シミュレーションおよび表層の数値解 析の流れに沿って実施する手法概要について説明する。

7.4.2. 確率論的評価手法

本事業成果について、下記概要にて予稿投稿を行った。以下、

- (1)発表時期
- (2)発表の方法
- (3)発表の概要

について示す。なお、発表詳細は付録に示す。

(1)発表時期

平成 29年5月20日(土)~25日(木)のいずれか1日

(2)発表の方法

2編、ポスター発表による。

(3)発表の概要

- 題名:1) Study on the Evaluation Method for Fault Displacement: Probabilistic Approach Based on Japanese Earthquake Rupture Data - Principal fault displacements along the fault-
 - 2) Investigation of off-fault displacement
- 概要:本契約にて実施の断層変位評価手法の検討中、確率論的評価手法による断層 変位評価の取り組みについて、(a)主断層をテーマとした検討内容と、(b)副 断層をテーマとした検討内容について説明する。

8. 検討会

本事業を進めるにあたり、外部有識者を交えた検討会を実施した。検討会は、

(1)事業開始時

(2)事業終了時(最終報告)

の2回実施した(一部の外部有識者とは3回のヒアリングを実施した)。以下に検討会の実施時期、実施方法、参加者について示す。

8.1. 検討会の実施

(1)事業開始時

表 8.1-1 に事業開始にあたり実施した検討会の一覧を示す。

No	実施日時	場所	実施形式	参加者(敬称一部略)
1	16/9/20 15:00~17:30	鳥取大学	個別ヒアリング	鳥取大・香川先生
				GRI・井上
				KKE・高浜、松元、登梛
2	16/9/23 15:00~17:15	富山大学	個別ヒアリング	富山大・楠本先生
				NRA・菅谷
				GRI・井上
				KKE ・ 高浜 、 登梛
3	16/9/27 13:30~15:00	筑波大学	個別ヒアリング	筑波大·松島先生
				NRA・菅谷
				GRI・井上
				KKE ・ 高浜 、 登梛
4	16/9/28 14:00~16:15	京都大学	個別ヒアリング	京都大・釜江先生
				GRI・井上
				KKE・高浜、松元、登梛
5	16/9/30 13:30~16:00	KKE	個別ヒアリング	岡山大・隈元先生
				GRI・井上
				KKE・高浜、松元、登梛
6	16/10/13 13:00~14:30	京都大学	個別ヒアリンク゛	京都大・竹村先生
				GRI・井上
				KKE ・ 高浜 、 登梛

表 8.1-1 事業開始時検討会開催一覧

【凡例(以下同様)】

NRA:原子力規制庁

GRI:(一財)地域地盤環境研究所

AIT:愛知工業大学

KKE:(株)構造計画研究所

個別ヒアリング:各有識者の先生へ個別に訪問しヒアリングを実施する形式 集合:有識者の先生にお集まり頂き、ヒアリングを実施する形式

(A) ヒアリングの要点

H28年度の本事業の検討内容について説明を行った。以下、意見等の要点を示す。

(a)事業開始時検討会 No1

<H28 年度事業内容について>

○動力学結果について

- ・平成 27 年度に利用した結果と比べ、FEM に渡す場合に良い結果となっているか、 確認をしておいた方がよい。
- ・Rupture Time のコンターが急激に密になっている箇所や、Rupture Time や Rupture Speed の図中でモザイク上になっている領域について、違和感のある結果になっている。これについては、シミュレーション時の設定を把握し、説明できるようにしておいたほうが良い。
- ・変位だけ説明できても良くないと思われるので、短周期側も評価しておいた方が良い。

○FEM に渡す動力学破壊シミュレーション結果について

- ・現時点で、動力計算担当者からは断層面の変位量(スカラ値)を受け取っている。ス カラ値をベースに FEM へ渡す変位を求めるための良い考え方はあるか。
- →変位量を計算するための各変位成分は求めているので、再度動力計算担当者と調整することが望ましい。

○断層タイプによる出現率の説明資料(Moss et al., 2013) について

- ・断層タイプで「硬い」,「柔らかい」と分類されている Vs30 はほぼ同じ程度の値 なのか、どの程度異なるのか。データセットの分類によって結果が変わってくるの で、柔らかい地盤、硬い地盤の区別について、同じ基準で分けているのか、確認し ておいた方がよい。
- ・ロジスティック分析において「変位の出現がない」地震の取り扱いはどうなっているのか。
- →分析の前提条件等は整理している最中である。回帰結果は元となるデータセット に影響される可能性も高いので、データセットや解析手法の特性にも留意して整 理したい。
- ・過去に Dislocation で出現率を検討した結果では逆断層の方が出現しやすい結果が得られた。また、地震発生層全体を破壊するような規模の地震が地表地震断層を出現させると考えた場合(遠田, 2013)、逆断層の方が断層面が傾斜している分、より大きな断層面積となり、同じ規模の地震では逆断層の方が出現しにくいと考えられる。

→ここで紹介した論文もあわせて、出現率に関して考察している論文も少し整理を したい。

<Darfield 地震特性化震源モデル改良について>

- ・ASP1-2 のアスペリティサイズについて、それが含まれる断層面と比較して大きい 様に感じるが、アスペリティサイズの設定については説明が必要に思う。
- ・現状の特性化震源モデルでは、北西側のアスペリティは他のアスペリティとは異な る走向、異なる傾斜となっているが、細かいことに拘らなくても良いように思える。
- ・現状の特性化震源モデルのアスペリティは異なる走向、異なる傾斜を持つものであるが、動力学破壊シミュレーションの入力となる特性化震源モデル(全てのアスペリティが同一走向、同一傾斜)でも地震動評価を実施するのか。
 →実施する。

(b)事業開始時検討会 No2

<H28 年度事業内容について>

○特性化震源モデルの改良について

- ・動力学的破壊シミュレーション結果に基づく特性化震源モデルの検討について、新規性のある検討テーマと思う。断層浅部の下方境界をどこに置くか、難しいとは思うが説明は重要になると思われる。
- ・地震発生層の上端の設定は、小地震の震源の深さ分布などと関連づけられるとなお 良い。

→現在は設定している地盤モデルのS波速度なども見ながら設定している。

・断層浅部の SMGA は現在設定している SMGA を浅部に延ばすようなイメージか。
 →動力学的破壊シミュレーションの結果を分析した上での判断となるが、SMGA 設定部分のみならず、長さ方向に一様に設定することも考えている。

○動力学破壊シミュレーションから渡される FEM 側境界条件について

- ・現時点では、動力学破壊シミュレーションの最終変位を FEM 側で受け、FEM 側で は静的な計算を実施している。FEM 側でも動力学破壊シミュレーションから、時系 列的に変位境界をもらい計算を実施した方が良いのか。
 - →まずは現状の通り動力学破壊シミュレーションの最終変位を受け取り、観測記録 等と比較する方針で良いのではないか。

○確率論的評価手法のデータセットについて

 ・観測データは、地震毎に、また同じ地震でも場所毎にバラバラなデータとなる。DEM などを利用して、条件を揃えた上で解析的に求められないかと思う。現在は航空写 真や室内実験規模でデジタルカメラの画像を解析し変位などが求められる。アナロ グ試験などの結果を利用できれば良いのだが。

○断層タイプによる出現率の説明資料(Moss et al., 2013)について

- ・断層タイプの硬い、柔らかいの区別は、Vs30=600(m/s)で区別していた。
- ・正断層タイプの地震は優位な結果を出すためのデータ数が揃わないため、含めていない。

(c)事業開始時検討会 No3

<H28 年度事業内容について>

- ○動力学破壊シミュレーションの断層面設定について
- ・動力学的破壊シミュレーションの断層面設定について、複数の走向面、傾斜角での 設定は難しいのか。
 - →現在利用しているプログラムに制約があり、アスペリティの設定は同一走向、同 一傾斜となる。
- ○特性化震源モデルの断層浅部の設定について
- ・周期 0.1~10 秒までの検討(理論的手法)と、周期 10 秒以上の検討(動力学的破壊 シミュレーション)、の違いがわかりにくい。それぞれ何を入力として、何が出力 されるのか、両手法で共通なものなど。
 - →ご指摘の内容を踏まえ、次回説明時にはよりわかりやすい説明となるように整 理・検討したい。
- ・地震発生層浅部について、説明資料では、断層面内長さ方向を一律で滑らせるよう に見えるが、アスペリティ(SMGA)上部のみが、現在滑らせている SMGA のすべり に引きずられて動くのではないのか
 - →もちろん、その可能性も否定できないため、動力学的破壊シミュレーションの結果より、すべり速度時間関数を取り出し、その形状等を調べることで、どのような滑らせ方を与えるのが良いかを検討したいと考えている。

○表層の数値解析について

- ・FEM と粒子法の領域によるが、粒子法の解析領域の深さが充分に薄ければ、片方向 連成で構わないかもしれない。
- ・横ずれ断層を計算する場合、領域のとり方により結果が大きく変わる。また熊本地 震を対象にした場合色々なデータが出て来るので、実際に計算を行うこと難しいと は思われるが、どのような結果が出てくるか楽しみな所もある。

○断層タイプによる出現率の説明資料(Moss et al., 2013) について

- ・横ずれ断層・逆断層の変位出現率に関して、感覚的な理解と整合している。今まで
 考えられていた感覚的な事象について、具体的にデータを整理して得られた結果が
 示されており、興味あるデータと思う。
- →このような検討方向を現在のデータセットに対して行い、整理していきたいと考 えている。

(d)事業開始時検討会 No4

<H28 年度事業内容について>

- ○動力学破壊シミュレーションのアスペリティ設定について
- ・屈曲させる予定の断層面西側のアスペリティを動力学破壊シミュレーションでは入力とはせずに、それ以外のアスペリティのみを入力として動力学破壊シミュレーションを実施するという考え方もあると考えられる。その時、断層面西側のアスペリティの寄与度が低い観測点を対象にすればよいと思われる。

○決定論的評価手法関連について

- ・浅い部分のすべり速度時間関数は、アスペリティよりもなだらかな形状となるよう な説明があったが、そのようになるのか?
- →そのようなイメージを持っているが、今後の分析次第と思っている。

○右下のマグニチュード毎の表層の断層発生確率について

- ・赤線の逆断層は world wide でのデータを集計した結果を示す。また、緑線は日本の 地震で、逆断層と横ずれ断層を合わせて集計した結果を示す。日本の地震では、横 ずれ断層と逆断層を分けても、あまり変わらない確率曲線(断層出現率の曲線?) を描く。左側の Moss et al.(2013)の傾向とずれているような感覚もあり、今後更に文 献内容やデータ等、分析をしてみたい。
- ○副断層評価における考慮すべきパラメータや検討すべきモデル化の範囲等について
- ・副次的な構造再現を成功している数値シミュレーションをみると、定量評価にはパラメータ設定の困難さがあるが、定性的には例えば個別要素法が挙げられる。初期 粒子配置の段階(粒径の異なる粒子を用いるなど)で不均質性が組み込まれている と考えられ、横ずれの分岐断層やシェアゾーン、逆断層のバックスラストなど設定 した主断層以外の変位現象が再現されている。FEM でも、横ずれ断層のフラワース トラクチャーの再現には、表層物性を 20-30%程度の不均質性を考慮すると再現され るといった解析結果が報告されている。

このような事例を鑑みると、副断層の再現・評価のためには、極表層の不均質性の 物性設定が重要な要素と考えられる。幅としては、確率論の観点からいうと、まず は主断層から数 km 以内、深さは定量的な値を示すのは現時点では困難だが、サイ トを考えると非常に薄い堆積層から風化層、固い岩盤上面までを考えればいいので はと思っている。

以上述べた条件を考えれば、実際の評価においては、具体的にどこに変位が発生す るといったものを考えるよりは、どの範囲にどの程度までの変位が予測されるかを 決定論・確率論から定量的にとりまとめる事になると思う。また、ここで取り上げ ている副断層の変位は、予測問題として断層構造としてあらかじめ設定できないも のをイメージしている。

(e)事業開始時検討会 No5

<H28 年度事業内容について>

○用語の定義と検討対象断層に関連して

- ・用語の定義については、本事業での定義であることに留意すること。
- ・実際の断層において、主断層、分岐断層、副断層の区別は難しい。定義では3次元的に捉えた主断層・副断層の識別を考えているが、例えば、実際の変位分布や活断層分布など、地表分布から主断層と副断層の識別が出来るのか?
- 熊本地震の地表変位分布でも断層に沿った断面で整理しているが、変位方向等から副 次的と思われる変位は別途分かるように整理されている。副断層としては、主要な

断層からの離隔距離と変位を発生させる構造の深度を対応させて捉えられていることもある。

- →用語の定義では入れていないが、副断層としてはあらかじめ与えることができないような変位を想定している。そういった意味では、分岐断層等は主断層系列として扱うことになると思われる。
- ・副断層変位には、累積性のあるものと、ないものがあるように思えるが、実際には どのような関係になっているのか。
 - →副断層をどのように定義するかに大きく依存する。地表地震断層の変位分布を整 理する上で、分岐断層やバックスラストを副次的な変位と捉えれば、累積性のあ るものとなる。分岐断層やバックスラストを副次的な変位と捉えている研究者も いる。

○プロジェクトの概念図に関連して

- ・決定論および確率論的評価手法の相関(概要)では2種類の特性化震源を示して、 さらに表層断層変位の写真は根尾谷断層である。一方、集集地震の特性化震源モデルの改良では、断層浅部は区分して扱う意味で別扱いしている。両者は対応しているのか、それとも違うのか?両者を整合させるような表現に工夫してはどうか?
 →決定論および確率論的評価手法の相関(概要)では、概要説明図であり、モデル
 - や使用している写真など最終成果と対応した正確な表現とはなっていない。また、 決定論および確率論的評価手法の相関(概要)で示している二つのモデルは、片 方は強震動予測を考える上での特性化震源モデルで、地震発生層内にアスペリテ ィを配置するイメージである。これを表層断層変位を検討するための入力モデル にするために、動力学シミュレーション等を行い、断層面上の滑り分布としたも のがもう一つのモデルであり、滑りが表層まで分布しているイメージである。い ずれにしても、事業の進捗結果とあわせて、正確な表現に更新していきたい。

○断層浅部の特性化震源モデルの改良について

- ・地震本部の会議でも、地震動に対する断層浅部の取扱について話題になっている。
 断層浅部を考慮した際の検討について進展に興味を持っている人はいる。
- ・変位の評価の際にもアスペリティのみを考慮し、背景領域は考慮しないのか?
 →地震動を評価する特性化震源モデルでは、アスペリティからの地震動のみ考慮し、背景領域は考慮していない。より長い周期までを評価する動力学では、断層面全体が動くことを考慮した解析となっている。同様に、今年度の検討では、理論的手法においても、地震発生の浅部を動かした検討を行う予定である。
- ・「周期 10 秒以上を考慮した~」という表現は、いわゆる長周期地震動を検討して いるという誤解を与える可能性もある。

○確率論的評価手法の整備に関連して

・活断層トレースといえど浸食等の影響で、実際の位置とずれている場合もある。
- →確率論的断層変位解析の先行研究でも、予測時点での活断層分布位置と実際の地 表変位出現位置のずれを、活断層の推定精度とあわせて正規分布のような形で評 価している。今回の整理でも、そのような評価を取り入れたいと思っている。
- →2016 年熊本地震や 2014 年長野県北部地震など、詳細な変動地形データのあるものはそのような整理に用いることができると思われる。
- ○断層タイプによる出現率の説明資料(Moss et al., 2013)について
- ・マグニチュードに対して地表変位の出現率として表現されているが、震源断層に対して実際には少し地表変位が生じたものや、大部分に渡って出現するものまで様々である。
 - →出現率の評価検討に関しては、出現した/しなかったの2値化問題として解析(ロジスティック分析)しており、出現の割合は考慮されていない。統計上、逆断層の出現率は有意水準をぎりぎり満たす結果であり、Vs30の平均値以外の要因が考えられるとしている。いずれにしても、これまでの変位データを整理していく上で可能性のある要因もあわせて考えていきたい。
- ・一度の断層活動で出現する変位に加えて、地形の浸食等を考慮したシミュレーションを行うと、いわゆる活断層との対応関係も議論できる内容になるのでは?
 - →3D で検討できれば、地表地震断層長と震源断層長との定量的な関係を検討でき る成果になると期待されるが、本プロジェクトでは、まだ検証段階で検討に至る まで時間を要する。今年度予定している 2D の成果では、表層の削剥量等を仮定 すれば、時間経過によって、どの程度の変位までが残りうるかの検討ができる可 能性がある。

<Darfield 地震特性化震源モデル改良について>

○活断層の地表トレースとモデル化について

- ・全体が 30km 程度の長さになる断層について、地表トレースに沿って途中 6km 程度 を折り曲げて設定しようとしているが、予測問題で考えるとき、ここまで細かく地 表トレースに沿うような設定を行うのか?
 - →断層面のモデル化について、予測問題では断層端点を結ぶ領域に直線上で設定することが多いが、本検討で構築しようとしている断層モデルは地表トレースに合わせようとしている。

(f)事業開始時検討会 No6

<H28 年度事業内容について>

○事業実施の背景中の用語について

・資料中の"変形"、"変位"、"支持地盤"の用語や、"変状"、"地表変状"など会話時によく利用する表現など日本語を始め、海外でも displacement, deformation, surface, rupture など、定義されていると思う。用語の定義について、各分野でそれぞれ捉え方が微妙に異なる。本検討で実施、言葉を用いる際は、それら各分野での用語の定義を整理した上で、今回のプロジェクトにおける取扱を定義し、異分野環で共通認識が持てるような説明に留意すべき。震源断層、活断層の使い方も同様。

○Darfield 地震の特性化震源モデルの改良方針 (案)について

- ・特性化震源モデルの改良の中で、ASP3 を曲げた場合と、同一走向、同一傾斜に置いた場合の結果比較はして欲しい。
- →はい。ASP3 を曲げた場合と、同一走向、同一傾斜に置いた場合の比較は実施を 予定しており、比較の上で結果をまとめていきたい。
- ・H28 年度は、Darfield 地震を対象に実施するが、その結果については(今後検討する 可能性のある)熊本地震と比較できることを考えると、有意義なものと考える。

○確率論的評価手法に関連して

・確率論に関しては、これまでのアプローチのように、整理したデータから特徴を取りまとめようとするとデータ依存が強くなり、十分なデータ数がなければ何も読み取ることができないことも考えられる。現在行っている表層の影響など各種検討成果を最初に整理した上で、実データの対応関係を整理・解釈した方が理解しやすい。
 →表層の影響等、整理の切り口になる文献や情報が整理できてきたので、過去の検討データも含めてそのような方向性で取りまとめを行いたい。

(2)事業終了時(最終報告)

表 8.1-2 に事業終了時にあたり実施した検討会の一覧を示す。

No	実施日時	場所	実施形式	参加者(敬称一部略)
1	17/2/10 14:30~18:00	KKE	集合ヒアリング	京都大・竹村先生
				京都大・釜江先生
				筑波大·松島先生
				富山大・楠本先生
				岡山大・隈元先生
				NRA・呉・菅谷
				AIT・入倉、呉
				GRI・宮腰、北田、井上
				KKE・村上、高浜、松元、
				内山、渡辺、登梛
2	17/3/14 14:00~16:30	NRA	個別ヒアリング	鳥取大・香川先生
				NRA・菅谷
				GRI・井上
				KKE・高浜、松元、登梛

表 8.1-2 事業終了時検討会開催一覧

(A) ヒアリングの要点

H28年度の本事業の検討結果について説明を行った。以下、意見等の要点を示す。

(a)事業終了時検討会 No1

<確率論的評価手法の検討内容について>

- ・"断層変位"は食い違い量との認識でよいか。また、変位量は正・負の区別を与えて 考慮するのか。
 - →食い違い量の認識で合っている。また、変位量は、水平や鉛直などの変位各成分 を合成したネットスリップを用いるので、評価の際、符号はつかない。副断層の 離隔距離に対しては上盤側と下盤側で符号を分けている。
- ・(主断層のばらつきについて)活断層線の基準位置はどこにしているのか。
 →マップ上の位置を基準としている。
- AVS30による分析で、地表の硬軟による変位量の違いについて、以前シミュレーションを実施した際、表層が柔らかければ変位が分散し、硬ければ集中して変位が出現するイメージがあるので、表層の影響はあると思うが、縦ずれと横ずれで影響が異なるというのはイメージが浮かばない。
 - →断層タイプによる影響は、確率論的断層変位評価手法のデータ処理を通じての解 釈であり、物理現象との整合性を検討している段階。今回紹介した内容も、より 多くのデータによる検討を行っていく必要がある。
- ・熊本地震についての断層長に沿った変位分布の分析について、中央からの分布の他 に、測定点間の勾配についても検討してみてはどうか。
 - →今年度までに対応できなかったものについては、今後の課題として整理しておき たい。
- ・検討、報告内容について様々な項目が含まれているので、各成果が一覧できる表形
 式の様な取りまとめがあると分かりやすいと思われる。
- また、副断層の評価について、個別の副断層の長さも整理項目に入れてはどうか。 →了解した。今年度までに対応できなかったものについては、今後の課題として整 理しておきたい。

<決定論的評価手法の検討内容について>

- ■断層変位の数値解析
- ・解析結果について、せん断方向の動きについて、主断層面と破壊領域の三角形の領 域で滑っているのか。また、今回の計算について、なぜ主断層面上部で三角形の領 域を持つような破壊がでるのか。
- →せん断歪みなどの発生はあるが、小さい値を示している。また、主断層面上部での三角形領域を持つ破壊の発生は、東側と西側境界の変位分布の差により出ているのではないかと考えている。
- ・変動地形の教科書の概念図などでは、平らな面をもつ地表において今から逆断層の 運動が始まる場合に最初からバックスラストが発生するような書き方はしておら ず、撓曲や変位が累積した後、曲げの部分が耐えきれなくなり発生するもので、こ

の解析がどのステージを意図しているのかにより、バックスラストの有無も変わってくると思われる。

 ・シンプルなディスロケーションを考えると、断層面位置の変位が極大で、そこから 離れるに従い変位が小さくなっていく。今回の解析結果がそれと異なる点について 気になる結果になる。

→断層面に与えている境界条件が結果に影響を与えているものと考えている。

- ・解析結果と距離減衰式との比較について、用語的な面となるが確率論との評価とい うよりは、確率論的評価手法内で使う、観測結果から基づいた距離減衰式との比較、 などの方が良い。
- ・物性はどのようにして決めているのか。
- →物性値は文献に合わせているが、破壊判定値はパラスタによる面が大きい。内部 摩擦角を大きくすると破壊領域が表面まで到達しないなど結果は異なった。
- ■震源解析と特性化震源モデルの構築(Darfield 地震)
- ・HORC が経験的グリーン関数法で説明できない理由はどういったものが考えられるか?
- →地震動への寄与度が高い HORC 近傍の ASP に対して、遠いところで発生した小地 震の記録を経験的グリーン関数として用いているが、現状は Q 値による補正は施 していないことが理由としてあるかもしれない。また、放射の影響もあるかもしれ ない。
- ・経験的グリーン関数法で用いている ASP の地震モーメントはどうしているか?
 →長周期(理論波形)を対象にして得られた特性化震源モデルの ASP の値をそのま
- ・経験的グリーン関数法における合成倍率の1つであるNTは整数(integer)型ではな く、実数(real)型を用いても良いと思われる。但し、整数型から実数型に変更しても、 結果には大きな影響を与えるものではないと考えられる。
- 経験的グリーン関数として用いている小地震の応力降下量がやや大きめであるため、もう少し確認が必要である。
- ・変位の観測記録は説明できるか?

ま採用している。

- →現状は変位波形での比較は行っていない。
- ・現状の ASP のみからなる特性化震源モデルで断層近傍の観測変位波形を説明できるか否かを検討するのも興味深い。説明できない場合には、地震発生層以浅の領域からの寄与が必要である可能性もある。また、Darfield 地震は2016 年熊本地震と同規模であることからも、両地震を比較することは興味深い内容と思われる。

- ・変位波形に関する検討を実施するのであれば、まずは観測の変位がどの程度でているか、あるいはフリングステップの有無を調べた方が良い。
- ■震源解析と特性化震源モデルの構築(集集地震)
- ・震源インバージョンの結果では、浅部のすべりの方向は一様ではないのに対し、解 析では、rake を 90°で一様にしているのは、あまり良くないかも知れない。
- ・全体の破壊開始点(震源)の都合上、現在は、破壊伝播方向がTCU075に向かう方向になっていないが、SMGA2の破壊が下方中央から始まるように設定するなどして、TCU075の方向と破壊伝播方向が合うように設定するとどうなるかを試してみてはどうか。

ただし、現状観測に対してシミュレーションの周期 10 秒以上の振幅の不足を補うた めに、深い方からの寄与を増やす方向にすると、今度はこれまで議論してきた周期 10 秒以下の振幅が大きくなりすぎ、広帯域での説明性はかえって低下する可能性も ある。そのため、浅部だけで特に不足している周期 10 秒以上の振幅を説明しようと いうアプローチは良いかも知れない。

・速度フーリエスペクトルの低振動数側が EW 成分のみ特にフラットになっているの は、近地項の影響が強く出ているためではないか。

(b)事業終了時検討会 No2

<確率論的評価手法の検討内容について>

- ・熊本地震での正断層の成分はデータ上どのように扱っているのか。
 →正断層のデータは除外している。
- ・神戸地震で、断層の半分程度は海中になるがデータ上どのように扱っているのか。
 →地表データのみ考慮し、海中のデータは見ていない。
 - →地震規模に対する依存関係があるか。
 - →現時点では見ていないが、可能性はあると思われる。
- ・2004年の香川先生の検討について、逆断層面の角度を変えての検討は実施している でしょうか。

→一定角で実施しており、角度を変えては実施していない。

<決定論的評価手法の検討内容について>

- ■断層変位の数値解析
- ・数値解析の結果上の歪みを基に距離減衰式上にプロットしているが、距離減衰式から考慮できる歪みと数値解析結果の比較も考えられるのではないか。
 →比較方法として検討を考えてみる。

- ■震源解析と特性化震源モデルの構築(Darfield 地震)
- ・経験的グリーン関数として用いた小地震の応力降下量の値は確認しておいた方が良い。その確認方法例として、coverage が良い観測点を対象に、他の地震とのフーリエスペクトル比からコーナー周波数を読みとった後に応力降下量を推定する。
- ・各アスペリティに対応した適切な小地震があれば、それを用いた方が良い。
- ■震源解析と特性化震源モデルの構築(集集地震)
- ・資料 6~10 のすべり速度時間関数を見ると、地震発生層よりも浅い領域の方が、パルス波を生じそうな形状をしているように見える。
 - →多くの観測点において、動力学的シミュレーションと理論的手法はそれほど大き く説明性に違いが見られておらず、パルスを説明できている観測点もあるため、 パルス波が明瞭な観測点で、このすべり速度時間関数の形状が効いているかもし れない。しかし、SMGA2, SMGA3の極近傍に位置する2観測点に限れば、これら の観測記録速度波形には、明瞭なパルス波が EW 成分に見られるが、動力学シミ ュレーションの結果ではほとんど見られず、理論的手法でも見られていない。そ こで、この2観測点では、少なくともこのようなすべり速度時間関数の形状がパ ルス波の生成に有効なのかを確かめるため、以降の検討を行った経緯がある。
- ・動力学シミュレーション側で浅い領域でのレイク角はどの程度だったか。
 →おおよそ 90°となっていた。
- ・地震発生層よりも浅部に与えたすべり量は 2.6m、地震モーメントは全体の 8%程度 との説明があるが、動力学シミュレーションの結果から同じ領域のみを取り出すと、 どの程度の地震モーメントになるのか

→今後確認する。

9. 事業成果のまとめ

(1)決定論的評価手法の検討

(A)断層変位数値解析手法検討のための特性化震源モデルの改良

過年度事業で構築した 1999 年集集地震を対象とした周期 10 秒程度以下の特性化震源 モデルと、周期 10 秒以上を対象とした動力学的破壊シミュレーション結果を参考に、従 来の強震動評価ではあまり考慮されていなかった、地震発生層以浅のすべりに起因する 周期 10 秒以上の地震動に与える影響や、そのモデル化方法について検討を行った。地表 に変位が明瞭に現れた 1999 年集集地震と 2014 年 Darfield 地震の特性化震源モデルの構 築を行った。

1999 年集集地震については、平成 27 年度事業にて実施された動力学的破壊シミュレ ーション結果より、すべり速度時間関数を抽出し、解析結果と共に確認を行った。その 上で、周期 10 秒以上(0.1Hz 以下)の説明性の向上を目的に、動力学的破壊シミュレー ションの結果を参考にした設定を用いて、理論的手法により地震発生層よりも浅部を滑 らせた解析を行った。

その結果、断層上端に近い下盤側の観測点では、周期 10 秒以下にはあまり影響は与 えない状態で、周期 10 秒以上の説明性を向上できる可能性があることがわかった。また、 1999 年集集地震の断層上端部付近の観測点に見られるパルス波は、観測点の極近傍の浅 部領域のすべりによる影響が大きい可能性があることがわかった。

2014 年 Darfield 地震については、平成 27 年度事業で構築した特性化震源モデルの改 良を行った。改良は周期 2~10 秒の震源近傍の観測記録の再現性が向上できるように、 理論的手法(波数積分法)を用いたフォワードモデリングによって試行錯誤で行った。 改良の際の着目点は以下の通りである。

- ・アスペリティの破壊開始点を深部に設定した
- アスペリティ位置を地表地震断層や余震分布を整合させた
- ・観測波形のパルス幅の再現性向上
- ・水平2成分間のPGVの関係性向上

改良した特性化震源モデルを参考に動力学的破壊シミュレーションを実施した。改良 した特性化震源モデルは、経験的グリーン関数法を用いたフォワードモデリングにより 周期 0.1~2 秒の震源近傍の観測記録の再現を試みた。大部分の観測点では振幅レベルは 概ね再現でき、これらにより周期 0.1~10 秒の広帯域の観測記録を概ね説明できた。し かし、経験的グリーン関数法による周期 0.1~2 秒については、一部の観測点で観測記録 の再現性は芳しくない。これは、経験的グリーン関数として用いた小地震が 1 個であり、 各アスペリティに適切な小地震を適用することで再現性が向上できる可能性がある。

1999年集集地震については、今回対象とできなかった断層上端付近の観測点や、説明 性が向上しなかった上盤側観測点についても、同様の検討や要因の分析により周期 10 秒 以上の長周期側の説明性が向上する可能性があるかを確認する必要がある。

さらに、同様な検討をその他の地震についても実施し、検討を積み重ねることで、理 論的手法で動力学的破壊シミュレーションに近い結果を得ることができるような地震発 生層よりも浅い部分を滑らせるための設定方法を検討していくことが今後の課題として 挙げられる。 2010年 Darfield 地震については、周期 0.1~10 秒の広帯域の観測記録の再現性向上の ために、経験的グリーン関数法による評価において各アスペリティに適切な小地震があ れば、それを適用することで観測記録の再現性を確認する必要がある。さらに、より長 周期の地震動(概ね 10 秒以上)や地震発生層以浅のすべりについては、1999 年集集地 震の検討と同様に動力学的破壊シミュレーション結果の一部である断層面上のすべり速 度時間関数を参考に、理論的手法(波数積分法)により、動力学的破壊シミュレーショ ン結果や観測記録の再現性の検討が必要であると考えられる。

(B)断層変位数値解析手法の検討

決定論的評価手法で想定している、①特性化震源モデルの構築 → ②動力学シミュレ ーション → ③表層の数値解析の流れによる評価について、一連の手順についての確認 ができた。

更に既往地震について評価を進めるなかで精度向上を計ること、その後予測問題とし て計算を実施する際の(誰が実施しても概ね同じ結果となる)留意点ついて課題となる。

集集地震を対象とした解析では、H27 年度に実施した動力学シミュレーション結果を 境界条件として与えることで、草屯(tsatun)地区で見られた断層崖のきっかけとなるよう な破壊状況の再現はできたが、一方で、既往の文献から得られる地層構造や物性値情報 からは、同地区の東端断層崖の変位を再現するようなモデル化情報がなく、予測を考え た場合のモデル化情報の量・質がどの程必要か今後検討が必要と考える。

横ずれ断層として、2016年熊本地震を対象としモデルを単純化して計算を実施した。 今回は震源断層以浅で地表までの断層のすべり量の入力値がないため、主断層自体を計 算節点としている。今後、動力学シミュレーションの実施等により、地表までの断層面 のすべり量を把握した上で、主断層を境界条件とした、主断層が活動することによる周 辺地盤への影響(副断層の出現可能性等々)の検討が必要と考える。

(2)確率論的評価手法の検討

(A)確率論的断層変位ハザード解析のためのデータセットの整備

これまでに整理・構築してきた距離減衰式と、2016 年熊本地震の変位分布 (Shirahawa et al, 2016)を比較した結果、主断層の変位分布傾向は国内横ずれに近い傾向を示した。 最大変位量で正規化した場合、主断層距離減衰式はデータセットや断層種別毎の違いが 小さくなる傾向にある。一方、詳細な調査結果より明らかにされている分岐断層などに よる変位は、現状の PFDHA では必ずしもモデル化されていないが、変位量が大きいも のも含まれるため、その評価方法は決定論的手法と合わせて今後の課題である。

国内の地表地震断層の主断層沿いの Vs30 での整理を行った結果、逆断層では Vs30 が低い領域では変位データのばらつきが多い傾向がみとめられた。ただし、断層毎では 限られたデータセットであるため、国外地震も含めたより多くの変位データからの検討 を行う必要がある。

横ずれ断層は副断層分布も含めて、その分布の対称性が高く、既存の活断層近傍に変 位が発生する可能性が高い。一方、逆断層では、主断層の変位は既存活断層よりも下盤 側に発生する可能性が高く、副断層は上盤側に出現する可能性が高い。このような断層 タイプ毎の特性を理解した上で断層変位ハザードを行う必要がある。 (B)確率論的断層変位ハザードの試解析

平成27年度にて整理した逆断層データセット・距離減衰式を基に、2014年長野県北部地震を対象としたハザード解析を実施した。その結果、H26年度に実施した横ずれ断層を対称としたハザード試算結果と同様に、国内データ主体のデータセットから得られた断層変位距離減衰式による評価の方が、より大きなハザードを示す結果が得られた。

(3)決定論及び確率論的評価手法による断層変位評価手法のまとめ

今回、決定論的評価手法から、歪を利用した断層からの距離と変位の相関関係値を、 確率論的評価手法で用いる変位データセット上にプロットした。比較数が少ない点が課 題の一つとして上げられるが、変位データセット範囲内に概ね収まる位置にプロットさ れていることがわかる。

決定論的評価手法と確率論的評価手法について、その結果の比較を行った。本来、不 連続な挙動を示す事象について、決定論的評価側では今回は連続体を仮定した計算によ る結果を比較した。その中で、決定論的評価側でひずみをベースに無次元化を行い確率 論的評価手法側結果と比較を行った。決定論的評価手法側では不連続体挙動を模擬する 計算の実施、無次元化の方法、確率論的評価手法側で作成した地震発生頻度(年超過確率) 毎の断層変位発生確率との比較など、今後の課題として上げられる。