

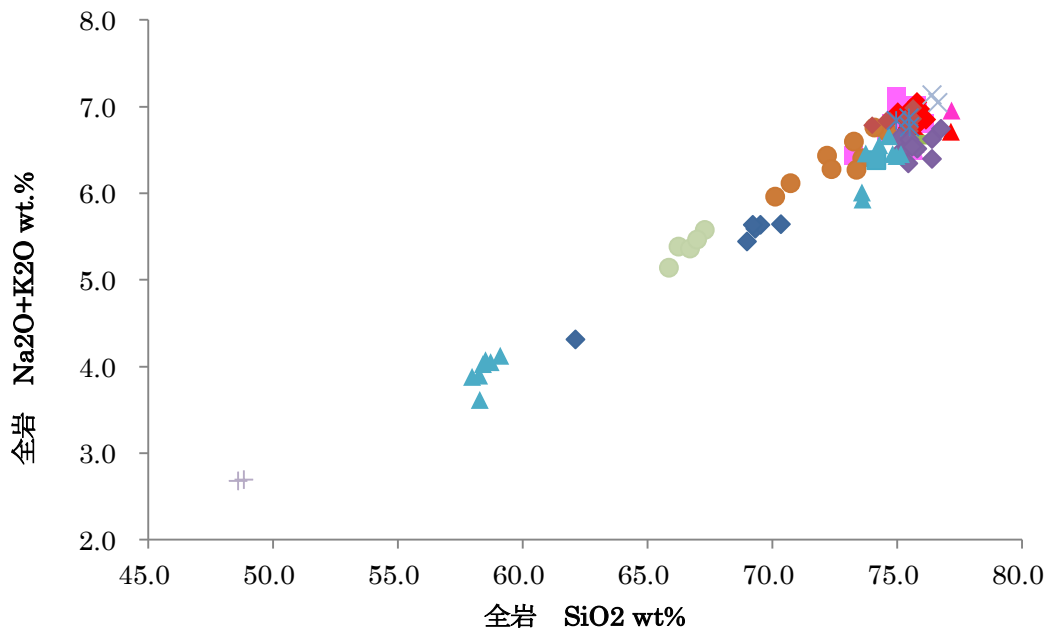
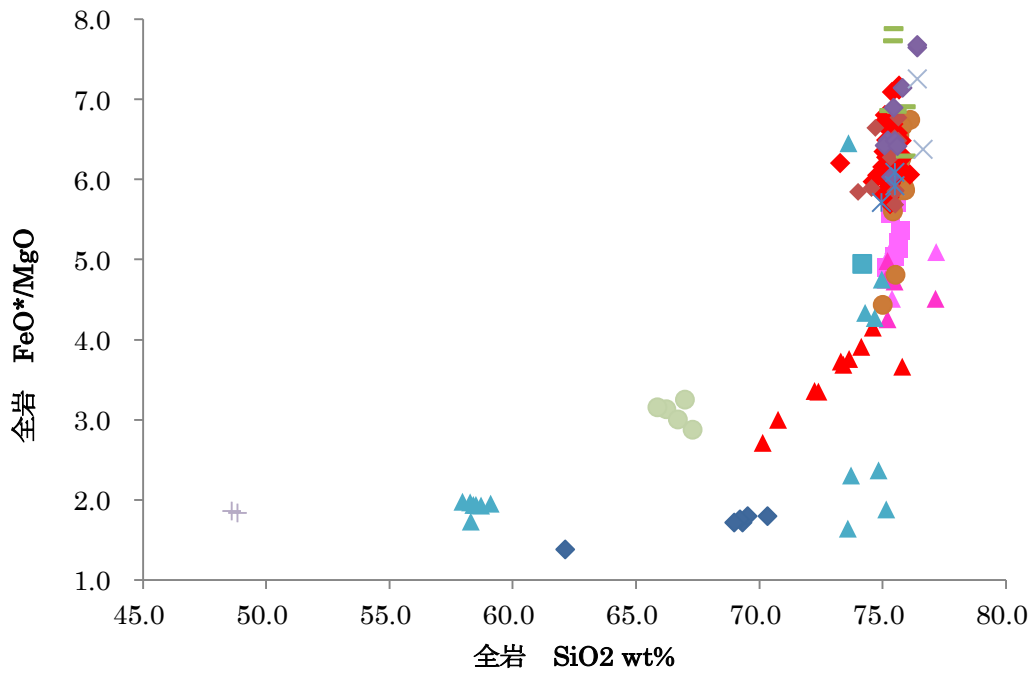
## 2.3 始良カルデラ噴火噴出物の岩石学的検討

### 【実施内容】

始良カルデラ形成噴火のマグマシステムの理解のため、カルデラ形成噴火噴出物の全岩化学組成の分析を実施した。始良カルデラ形成噴火噴出物から採取した本質物（軽石）について、合計 105 試料を測定した。試料の内訳は、大隅降下軽石から 32 試料、垂水火砕流から 17 試料、妻屋火砕流堆積物から 6 試料、入戸火砕流堆積物から 50 試料である。また、始良カルデラ形成噴火に先立つ主要な噴火の噴出物についても測定を実施した。対象とした噴火は、福山軽石、岩戸火砕流、深港軽石、毛梨野軽石、清水流紋岩、牛根流紋岩である。火砕流・降下軽石試料は、それぞれの軽石塊から約 10~20g を鉄乳鉢で粗粉碎し、さらにそのうちの約 15g をタングステンカーバイドミルあるいはアルミナミルによって微粉碎した粉末を準備した。微粉碎した試料は四ほう酸リチウムと 1:10 の希釈率で混合し、溶融・固化させガラスビードを作成した。主成分測定は産業技術総合研究所が所有する波長分散型蛍光エックス線分析機（Panalytical 社製 Axios）を用いて測定した。

### 【研究成果】

始良カルデラ形成噴火の噴出物である大隅降下軽石及び垂水火砕流堆積物には、大多数を占める白色軽石と、少量の灰色軽石および白色軽石との混交による縞状軽石が含まれる。妻屋火砕流および入戸火砕流堆積物は白色軽石のみが含まれる。白色軽石の組成はユニット間で差異は認められず、全岩  $\text{SiO}_2=75.3\%$  (73.3~77.2%)である。大隅降下軽石の白色軽石の組成は、堆積物の上部・中部・下部で変化は見られない。大隅降下軽石に含まれる灰色軽石・縞状軽石は、白色軽石に比べ全岩  $\text{SiO}_2$  量は低く、ハーカー図（図 2.3-1）上では白色軽石を珪長質側の端成分とする直線的な分布を示す。このことから、始良カルデラ形成噴火のマグマシステムは、噴出物の大部分を占める白色軽石に代表される均質な流紋岩質マグマだまりからなることが示唆される。大隅降下軽石に含まれる灰色軽石・縞状軽石は、流紋岩質マグマだまりに苦鉄質マグマが少量注入・混合することによって形成されたことが示唆される。灰色軽石・縞状軽石が噴火初期の噴出物である大隅降下軽石に特徴的に含まれることは、苦鉄質マグマの注入が噴火開始に何らかの影響を与えた可能性を示唆する。始良カルデラ形成噴火に先立つ主要な噴火の噴出物の組成は、始良カルデラ形成噴火の白色軽石に代表される流紋岩と、苦鉄質マグマとの混合により説明可能である。岩戸火砕流堆積物には、黒色のスコリアと白色軽石が共存しており、その一部は縞状軽石を形成している。白色軽石の全岩組成は全岩  $\text{SiO}_2=73\text{-}75\%$  であり入戸火砕流の白色軽石とほぼ一致する。一方、黒色スコリアの組成は  $\text{SiO}_2=58\text{-}59\%$  であり、先始良カルデラ噴出物の中では最も苦鉄質な噴出物である。福山降下軽石の軽石は、見かけ上均質な白色軽石であり、その組成は全岩  $\text{SiO}_2=69.3\text{-}70.3\%$  である。福山降下軽石の全岩組成は、岩戸火砕流堆積物中の白色軽石と黒色スコリアを端成分とする混合線上にほぼ位置する。深港軽石、毛梨野軽石、清水流紋岩および牛根流紋岩は、それぞれ流紋岩組成であり、その全岩組成は入戸火砕流中の白色軽石とほぼ一致する。



- ◆ 福山軽石
- ▲ 大隅降下軽石 (上部)
- ▲ 大隅降下軽石 (下部)
- ◆ 垂水火砕流堆積物
- 深港軽石
- 大塚軽石
- × 清水流紋岩溶岩
- 桜島薩摩軽石
- 入戸火砕流堆積物
- ▲ 大隅降下軽石 (中部)
- 大隅降下軽石 (灰色軽石)
- ◆ 妻屋火砕流堆積物
- ◆ 毛梨野軽石
- ▲ 岩戸火砕流堆積物
- × 牛根流紋岩溶岩
- + 住吉池の火山弾

図 2.3-1 始良カルデラ形成噴火噴出物の全岩化学組成

## 2.4 鬼界カルデラ噴出物の岩石学的検討

### 【実施内容】

鬼界カルデラ噴出物については、平成 25-26 年度に、鬼界アカホヤ噴火（7.3 千年前）の初期に噴出した降下軽石及び火砕流堆積物の下部ユニットに含まれる軽石について岩石学的解析を行い、同噴火マグマの化学的特徴と温度・圧力条件を検討した。平成 27 年度は、引き続き、同噴火マグマだまりの化学的特徴を明らかにするため、噴火後期に噴出した火砕流堆積物の中部および上部ユニットに含まれる軽石について、XRF による全岩化学分析、EPMA による鉱物・石基・メルト包有物の微小領域化学分析を行った。その結果、火砕流中部および上部ユニットに含まれる軽石は流紋岩であり、その主成分元素組成は同噴火前期に噴出した軽石と同一であることが明らかになった。また、これらの軽石に含まれる石基ガラスやメルト包有物も流紋岩組成で、噴火前期のメルト包有物と同様な主成分元素組成を持つ一方、上部ユニットの軽石には、流紋岩組成の他に、デイサイト組成を持つ石基ガラスやメルト包有物が存在することが明らかとなった。これはマグマだまり下部に、流紋岩よりも未分化なマグマが存在していた可能性を示している。さらに、噴火マグマだまりの圧力条件を知るため、メルト包有物の揮発性成分（ $H_2O$ 、 $CO_2$ 、S）の濃度測定を EPMA 及び SIMS を用いて行い、マグマの揮発性成分濃度を明らかにした。流紋岩メルト包有物の  $H_2O$  および  $CO_2$  濃度と各揮発性成分のメルトへの溶解度の圧力依存性を元にマグマのガス飽和圧力を見積もった結果、同ユニットを形成した流紋岩マグマは 100~280 MPa の圧力下にあったと推定された。この圧力は、地殻密度を  $2500\text{kg/m}^3$  と仮定すると、深さ 4~11km に相当する。また、これらの圧力・深さは、同噴火前期に噴出した軽石に含まれるメルト包有物の分析から得られた値（110~250 MPa、4~10km；平成 25-26 年度成果）と同様である。従って、鬼界アカホヤ噴火マグマだまりの深さは 4~11km と考えられる。また、鬼界アカホヤ噴火に至るマグマ供給系の発達過程を検討するために、鬼界アカホヤ噴火の直前の噴火（9.5 千年前）の噴出物について XRF 分析を行い、同噴火マグマが安山岩組成を持つこと、同火山の先カルデラ期や後カルデラ期に噴出した安山岩マグマと同様な主成分元素組成を持つことが明らかになった。

### 【研究成果】

#### 2.4.1 はじめに

鬼界カルデラは薩摩硫黄島火山の活動により形成された東西 20km、南北 17km の大型カルデラで、鹿児島県薩摩半島の南約 50km に位置する。カルデラ地形の大部分は海没しており、陸上部は薩摩硫黄島・竹島・昭和硫黄島と数個の岩礁のみである。薩摩硫黄島火山は約 70 万年前から活動を開始し、現在まで断続的に噴火活動を継続している（小野ほか、1982）。小野ほか（1982）によれば、その噴火史は大きく先カルデラ期、カルデラ形成期（60 万年~7.3 千年前）、後カルデラ期（7.3 千年前~現在）に分けられる。先カルデラ期には、玄武岩-安山岩マグマによる小成層火山形成と流紋岩-デイサイトマグマによる厚い溶岩流の噴火があった。カルデラ形成期には大規模火砕流の流出を伴う噴火が 2 回以上と、より小規模な活動があり、このうちの 2 回の噴火でカルデラが陥没・拡大したと考えられている（小野ほか、1982）。このうち、最新のカルデラ噴火が 7.3 千年前に起きた「鬼界アカホヤ噴火」で、その噴出物量は  $170\text{km}^3$  以上と考えられてい

る(町田・新井, 2003). 鬼界カルデラ近傍にある鬼界アカホヤ噴火の噴出物は, 最下部の「幸屋(船倉)降下軽石」とその上位の「竹島火砕流堆積物」に大別できる. また, 鬼界アカホヤ噴火の直前(9.5 千年前)に「籠港降下スコリア」を放出する噴火が起きている. 後カルデラ期も断続的に噴火活動を継続し, 流紋岩マグマの活動によって硫黄岳が, 玄武岩マグマの活動によって稲村岳が形成された. 最新のマグマ噴火は1934-1935年の流紋岩マグマによる海底噴火で, 硫黄島の東海岸沖に昭和硫黄島を形成した(例えば, Kawanabe and Saito, 2002). さらに, 後カルデラ期には, 噴火活動とともに活発な火山ガス放出活動が継続している.

本研究ではマグマ供給系発達過程の詳細化を行うモデル事例として, 鬼界アカホヤ噴火を研究対象とする. 鬼界アカホヤ噴火の噴火準備過程を解明するには, マグマだまりの発達史と噴火直前の温度・圧力環境を知る必要がある. 鬼界アカホヤ噴火は国内で起きた最新のカルデラ噴火であるため, 噴火による堆積物の風化・浸食・変質が少なく, 新鮮な試料を分析試料として用いることが出来る. また, 噴出物の鉱物化学分析から地質温度計を用いることでマグマだまりの温度を, メルト包有物分析の揮発性成分( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ )の濃度測定からマグマの圧力を推定することができる. 鬼界アカホヤ噴火後のマグマだまりについては, 岩石学的解析(Saito et al., 2002)やメルト包有物分析(Saito et al., 2001)などの研究により, その化学的特徴や温度・圧力環境が明らかにされている. 一方, 鬼界アカホヤ噴火マグマだまりについては, Saito et al.(2001)で一部の火砕流堆積物についてのみ行われているだけで, 系統的な解析は未だ行われていなかった.

そこで, 平成25-26年度に本委託費研究において, 鬼界アカホヤ噴火堆積物のうち, 最下部の幸屋(船倉)降下軽石とその直上にある竹島火砕流堆積物の下部ユニットの岩石学的解析とメルト包有物分析を行い, 鬼界アカホヤ噴火前期に放出されたマグマの化学的特徴を明らかにし, マグマだまりの圧力条件について検討した. その結果, マグマは噴火直前に100~210MPaの圧力下にあったことが明らかになった. しかしながら, これらの解析に用いた試料は鬼界カルデラ噴火前期の噴出物のみであり, マグマだまり全体の化学的特徴と圧力環境を決定するには到っていない. そこで, 平成27年度は, 竹島火砕流堆積物の中部および上部ユニットに含まれる軽石について, XRFによる全岩化学分析, EPMAによる鉱物や石基の微小領域化学分析を行い, マグマの化学的特徴を明らかにした. さらに, メルト包有物の揮発性成分( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ , S, Cl)の濃度測定をEPMAおよびSIMSを用いて行い, マグマの揮発性成分濃度を明らかにした. これらの結果を元に, 地下に伏在するマグマだまりの深さ指標となるマグマの圧力条件を検討した.

#### 2.4.2 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の岩石学的解析

鬼界アカホヤ噴火で噴出した竹島火砕流堆積物は, 白~灰白色の軽石と白色細粒の火山灰からなる非溶結の軽石流の堆積物(小野ほか, 1982)で, 地質調査の結果, 上部・中部・下部の3つのユニットに分かれることが判明している(図2.4-1). 中部および上部ユニットには上記の軽石の他に, 黒色でやや重いスコリアも存在する. 本研究では, 竹島火砕流堆積物の中部ユニットから採取した軽石(以下, 「竹島火砕流中部ユニット軽石」と呼ぶ)10個と竹島火砕流堆積物の上部ユニットから採取した軽石(以下, 「竹島火砕流上部ユニット軽石」と呼ぶ)3個を化学分析に供した. どちらの軽石も, 大きさ最大15cmで, 白~灰白色でよく発泡している. 各軽石につい

てそれぞれ一部を粉末試料とし、白金ルツボ内で加熱溶融・ガラス化し、産総研・地質調査総合センター共同利用実験室の蛍光 X 線分析装置 (XRF, PANalytical Axios) で主成分元素組成を測定した (表 2.4-1)。XRF のための前処理と測定条件は、Togashi (1989) に参考にし、測定誤差は Saito et al. (2002) にまとめられている。また、竹島火砕流中部ユニット軽石 2 個と竹島火砕流上部ユニット軽石 2 個について EPMA 試料を作成し、産総研・地質調査総合センター共同利用実験室の電子線マイクロアナライザー (EPMA, 日本電子 (株) 製 JXA-8900R) を用いて斑晶および石基ガラスの微小領域化学分析を実施した。斑晶分析時の EPMA 測定条件は、加速電圧 15keV, ビーム電流値 12nA, 電子ビーム径 2 $\mu$ m を用いた。また、石基ガラス分析時の EPMA 測定条件は、加速電圧 15keV, ビーム電流値 12nA, 電子ビーム径 5 $\mu$ m を用いた。EPMA による鉱物およびガラスの測定誤差は Saito et al. (2002) に記載されている。

本研究で分析した竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の主成分元素組成は全て流紋岩で、SiO<sub>2</sub> 濃度 71~72wt% (SiO<sub>2</sub>~P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の主要 10 元素で規格化した値, 以後、主成分元素濃度は全て規格化した値) の範囲に入る (表 2.4-1, 図 2.4-2)。また、他の主要な元素濃度もほぼ一致している。これらの組成は、平成 25-26 年度に測定した幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石の全岩化学組成とも一致した (図 2.4-1)。また、竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の内部は斑晶、石基、気泡より構成され、斑晶としては、斜長石、単斜輝石、斜方輝石、マグネタイトが存在する。最も存在量が多い斜長石斑晶について、中心部 (コア) と縁辺部 (リム) の化学組成を測定した。竹島火砕流中部ユニット軽石内の斜長石斑晶 9 個のコア組成 (An 濃度) は An50-62, リム組成は An54-60 であり、平成 25-26 年度に測定した幸屋 (船倉) 降下軽石の斜長石 19 個および竹島火砕流下部ユニット軽石の斜長石 19 個の化学組成 (コア An48-63, リム An49-57) と同様な組成を持つ (図 2.4-3)。一方、竹島火砕流上部ユニット軽石内の斜長石斑晶 11 個のうち、7 個は幸屋 (船倉) 降下軽石や竹島火砕流下部ユニット軽石と同様なコア組成とリム組成を持つが、4 個は An 濃度の高いコア組成 (An71-83) を持つ (図 2.4-3)。また、竹島火砕流中部ユニット軽石の石基ガラスの SiO<sub>2</sub> 濃度 (74 $\pm$ 2wt%; 表 2.4-2; 図 2.4-4) は、幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石の石基ガラスの SiO<sub>2</sub> 濃度 (74 $\pm$ 2wt%, 75 $\pm$ 1wt%) とほぼ同じで、他の主要な元素濃度もほぼ一致している (図 2.4-4)。一方、竹島火砕流上部ユニット軽石の石基ガラスの SiO<sub>2</sub> 濃度 (71 $\pm$ 5wt%; 表 2.4-2; 図 2.4-4) は、幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石の石基ガラスの SiO<sub>2</sub> 濃度よりもわずかに低く、かつ、変動が大きい。他の主要元素についても他のユニットの石基ガラスに比べ、未分化な組成を示す (例えば、K<sub>2</sub>O 濃度がわずかに低い)。

このように、竹島火砕流中部ユニット軽石は、幸屋 (船倉) 降下軽石や竹島火砕流下部ユニット軽石と同様な全岩化学組成、鉱物および石基ガラスの主成分元素組成を持っている。竹島火砕流上部ユニット軽石も、幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石と同一の全岩化学組成を持つが、それに含まれる鉱物 (斜長石) や石基ガラスには、幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石と同様な組成を持つものに加え、より未分化な組成を示すものも含まれている。この結果は、鬼界アカホヤ噴火の後期に噴出したマグマには、流紋岩以外に、それより未分化なマグマが含まれていたことを示唆する。上述のように、竹島火砕流堆積物の中部および上部ユニットには、白~灰白色の軽石・火山灰の他に黒色のスコリアが存在しており、

このスコリアがマグマだまり内の未分化マグマによって形成された可能性がある。他のカルデラ火山、例えば、米国の Crater Lake 火山でも流紋岩～デイサイト組成のカルデラ噴火堆積物に同様な岩相が見られ、堆積物の岩石学的解析から噴火直前のマグマだまりが上部に流紋岩マグマ、下部に安山岩マグマからなる成層構造を持っていたと指摘されている（例えば、Bacon, 1983）。

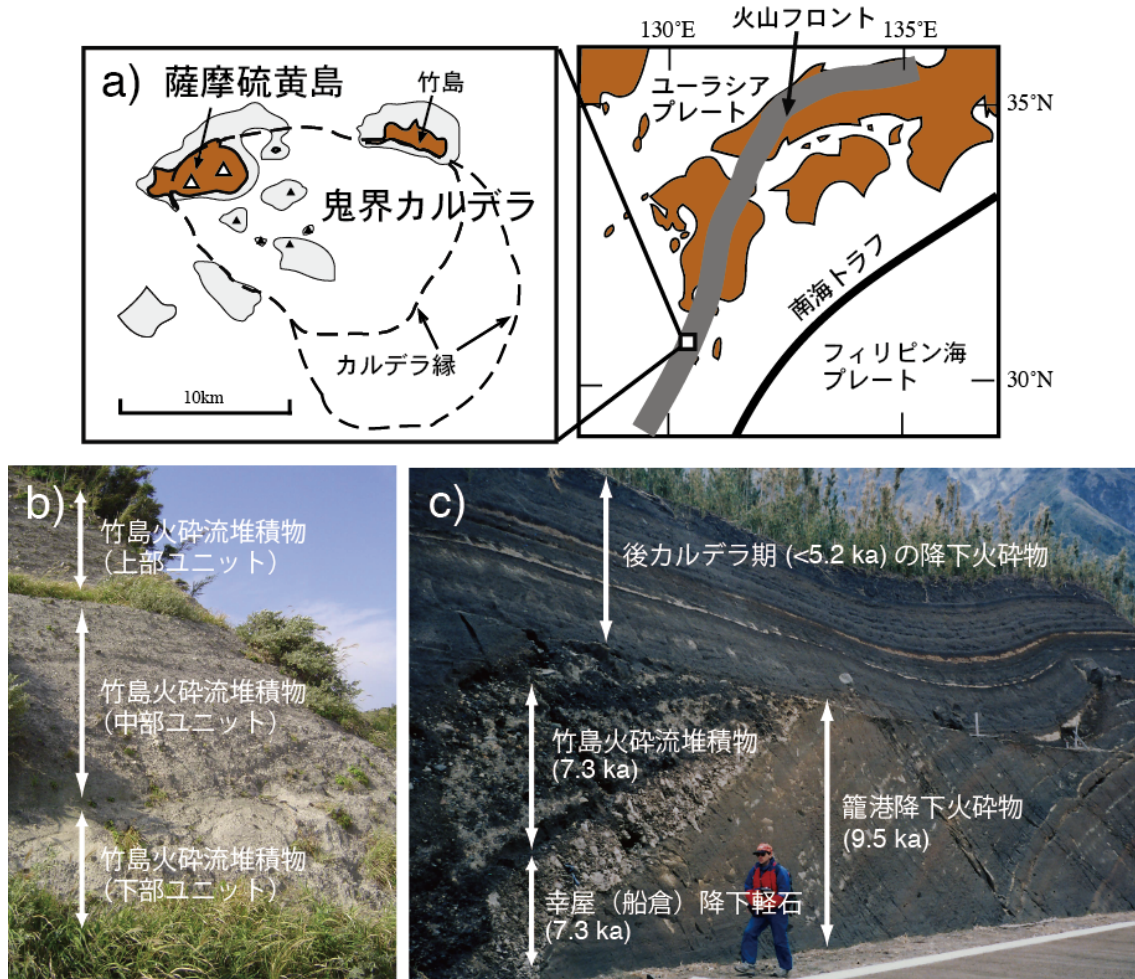


図 2.4-1 a) 鬼界カルデラおよび薩摩硫黄島火山の位置。b) 竹島火砕流堆積物(7.3 千年前)の露頭(地名: 竹島・エーメ立神)。露頭は約 10m の高さ。c) 籠港降下火砕物(9.5 千年前)の露頭(地名: 硫黄島・平家城)。上位に幸屋(船倉)降下軽石層(7.3 千年前)、竹島火砕流堆積物層(7.3 千年前)および後カルデラ期降下火砕物層(<5.2 千年前)がある。

表 2.4-1 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の全岩主成分化学組成. 採取地は全て竹島・エーメ立神 (図 2.4-1 参照).

試料番号	竹島火砕流中部ユニット軽石										竹島火砕流上部ユニット軽石		
	061W27-1	061W27-2	061W27-3	061W27-4	061W27-5	061W29-1	061W29-2	061W31-1	061W31-2	061W31-3	061W33-1	061W33-2	061W42-1
SiO <sub>2</sub>	70.09	69.39	69.76	70.57	69.00	70.30	70.48	70.52	71.07	70.85	70.28	69.29	69.56
TiO <sub>2</sub>	0.64	0.72	0.66	0.63	0.72	0.71	0.66	0.66	0.67	0.65	0.68	0.71	0.65
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	13.07	13.54	13.30	13.08	13.62	13.58	13.26	13.31	13.34	13.22	13.26	13.26	13.33
FeO*	3.14	3.55	3.23	3.02	3.51	3.42	3.16	3.21	3.20	3.10	3.28	3.45	3.23
MnO	0.09	0.10	0.09	0.09	0.10	0.10	0.09	0.10	0.09	0.09	0.10	0.10	0.09
MgO	0.69	0.87	0.73	0.66	0.83	0.79	0.69	0.72	0.71	0.67	0.76	0.81	0.73
CaO	2.55	3.01	2.70	2.47	3.06	2.90	2.61	2.64	2.59	2.52	2.70	2.80	2.78
Na <sub>2</sub> O	3.98	4.05	3.98	4.08	4.04	4.01	4.04	4.03	4.06	4.03	4.04	3.96	3.98
K <sub>2</sub> O	2.67	2.50	2.63	2.67	2.44	2.56	2.65	2.62	2.65	2.66	2.63	2.53	2.59
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0.14	0.17	0.13	0.12	0.17	0.15	0.14	0.13	0.14	0.12	0.14	0.15	0.14
Total	97.06	97.90	97.21	97.39	97.49	98.52	97.78	97.94	98.52	97.91	97.87	97.06	97.08

FeO\* = total FeO

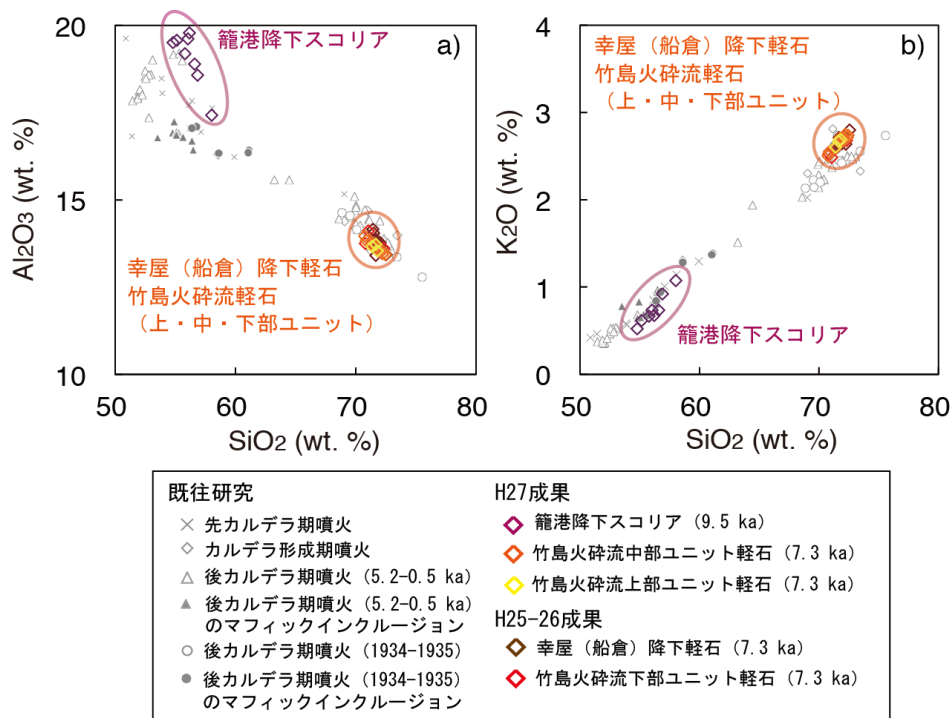


図 2.4-2 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の全岩主成分化学組成. H25-26 年度成果である幸屋 (船倉)降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石の分析結果, 既往研究 (小野ほか, 1982; Saito et al., 2002)による先カルデラ期, カルデラ形成期および後カルデラ期噴火噴出物の化学組成も記す. 濃度は, SiO<sub>2</sub>~P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>の主要 10 元素で規格化した値を用いた.

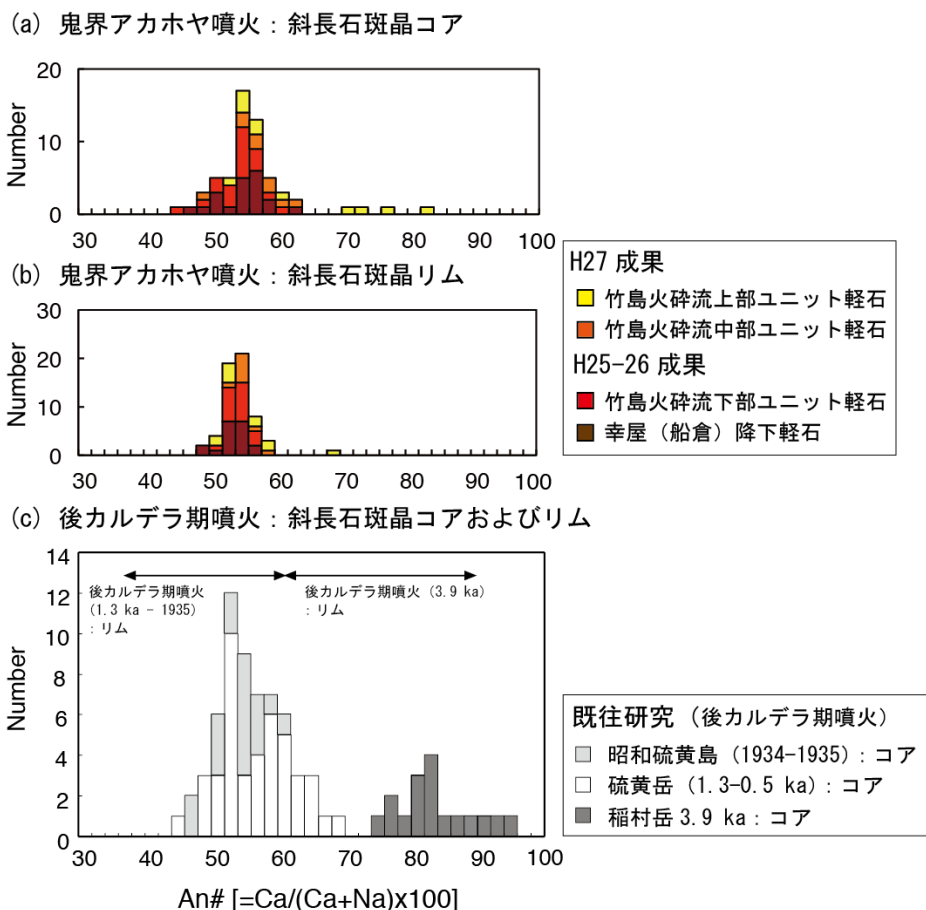


図 2.4-3 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の斜長石斑晶の (a)コアの化学組成と(b) リムの化学組成 (An 濃度). H25-26 年度成果である幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石の斜長石斑晶の化学組成も示す. (c) 既往研究 (Saito et al., 2002) による後カルデラ期噴火噴出物の斜長石斑晶の化学組成.

表 2.4-2 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の石基ガラス化学組成.

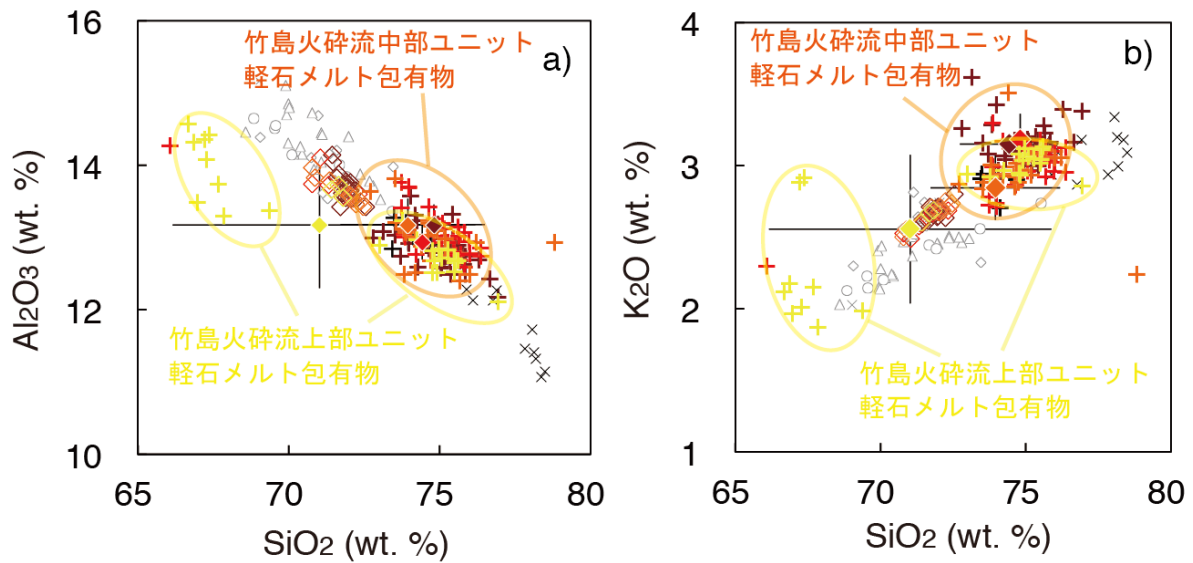
	竹島火砕流中部ユニット軽石 <sup>a</sup>		竹島火砕流上部ユニット軽石 <sup>b</sup>	
	平均 (n=13)	標準偏差	平均 (n=13)	標準偏差
SiO <sub>2</sub>	71.00	2.23	68.68	4.86
TiO <sub>2</sub>	0.59	0.13	0.68	0.16
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12.65	0.36	12.74	0.87
FeO*	2.67	0.61	4.27	2.03
MnO	0.09	0.03	0.10	0.04
MgO	0.58	0.19	1.07	0.67
CaO	2.29	0.43	3.34	1.51
Na <sub>2</sub> O	3.40	0.21	3.29	0.52
K <sub>2</sub> O	2.73	0.22	2.47	0.52
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0.00	0.01	0.08	0.09
Total	96.01	1.02	96.70	0.81

FeO\* = total FeO

<sup>a</sup>竹島火砕流中部ユニット軽石2個 (06IW27-2, 06IW29-1) の13点の分析の平均および標準偏差.

<sup>b</sup>竹島火砕流上部ユニット軽石2個 (06IW33-1, 06IW42-1) の13点の分析の平均および標準偏差.





全岩化学組成	メルト包有物化学組成	石基ガラス化学組成
<b>H27成果</b>	<b>H27成果</b>	<b>H27成果</b>
◇ 竹島火砕流中部ユニット軽石 (7.3 ka)	+	◇ 竹島火砕流中部ユニット軽石 (7.3 ka)
◇ 竹島火砕流上部ユニット軽石 (7.3 ka)	+	◇ 竹島火砕流上部ユニット軽石 (7.3 ka)
<b>H25-26成果</b>	<b>H25-26成果</b>	<b>H25-26成果</b>
◇ 幸屋 (船倉) 降下軽石 (7.3 ka)	+	◇ 幸屋 (船倉) 降下軽石 (7.3 ka)
◇ 竹島火砕流下部ユニット軽石 (7.3 ka)	+	◇ 竹島火砕流下部ユニット軽石 (7.3 ka)
<b>既往研究</b>	<b>既往研究</b>	
× 先カルデラ期噴火	+	
◇ カルデラ形成期噴火	×	
△ 後カルデラ期噴火 (硫黄岳, 5.2-0.5 ka)		
○ 後カルデラ期噴火 (昭和硫黄島, 1934-1935)		

図 2.4-4 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石のメルト包有物および石基ガラスの主成分化学組成. 各濃度は,  $\text{SiO}_2 \sim \text{P}_2\text{O}_5$  の主要 10 元素で規格化した値を用いた. H25-26 年度成果である幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石の結果, および, 既往研究による結果も示す.

### 2.4.3 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石のメルト包有物分析

竹島火砕流中部ユニット軽石の斜長石, 単斜輝石および斜方輝石内のメルト包有物 (大きさ 0.01~0.15mm; 図 2.4-5a) 22 個, 竹島火砕流上部ユニット軽石の斜長石, 単斜輝石および斜方輝石内のメルト包有物 (大きさ 0.02~0.10mm; 図 2.4-5b) 27 個について, EPMA を用いて主成分化学組成と S, Cl 濃度を測定した. さらに, EPMA 分析済みのメルト包有物のうち, 竹島火砕流中部ユニット軽石のメルト包有物 7 個 (表 2.4-3) と竹島火砕流上部ユニット軽石のメルト包有物 9 個 (表 2.4-4) について  $\text{H}_2\text{O}$  および  $\text{CO}_2$  濃度を産総研・地質調査総合センターの二次イオン質量分析計 (SIMS) で測定した. EPMA 測定は, 加速電圧 15keV, ビーム電流値 12nA, 電子ビーム径 5 $\mu\text{m}$ , で行った. EPMA による鉱物およびメルト包有物の測定誤差は Saito et al. (2002)に記載されている. SIMS は Cameca 製 IMS-1270 を用い,  $\text{Cs}^+$  の 1 次イオンビーム 1nA を金蒸着したメルト包有物に照射し, 放出された  $^1\text{H}^+$ ,  $^{12}\text{C}^+$ ,  $^{30}\text{Si}^+$  の二次イオン数を測定し, 標準ガラス試料で作成した SIMS 検量線で濃度を算出した. SIMS 詳細な分析手順と測定誤差は Saito et al. (2010)にまとめられている.

竹島火砕流中部ユニット軽石のメルト包有物は, 1 個を除いて,  $\text{SiO}_2$  濃度 73~76 wt%を持ち,

同軽石の石基ガラスの  $\text{SiO}_2$  濃度 ( $73.95 \pm 2.23 \text{ wt}\%$ , 表 2.4-2) と同様である (図 2.4-4). また, 他の主成分元素についてもメルト包有物と石基ガラスの濃度は一致している. この一致はメルト包有物が母斑晶に捕獲された時期が噴火直前であることを示す. また, 竹島火砕流中部ユニット軽石メルト包有物のほとんどが幸屋 (船倉) 降下軽石や竹島火砕流下部ユニット軽石メルト包有物と同様な主成分元素組成を持つことは, これらのマグマのメルトが主成分元素に関して均質であることを意味している. 一方, 竹島火砕流上部ユニット軽石のメルト包有物の  $\text{SiO}_2$  濃度は  $65 \text{ wt}\%$  から  $77 \text{ wt}\%$  まで変動し,  $65 \sim 69 \text{ wt}\%$  のデイサイトメルト包有物と  $73 \sim 77 \text{ wt}\%$  の流紋岩メルト包有物の 2 つに大別できる. 後者の流紋岩メルト包有物の主成分元素組成は, 幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石のメルト包有物と同様である (図 2.4-4). 同軽石の石基ガラス 13 点の  $\text{SiO}_2$  濃度も  $65 \text{ wt}\%$  から  $76 \text{ wt}\%$  まで変動し, その平均値 ( $71.02 \pm 4.86 \text{ wt}\%$ , 表 2.4-2) はこれらの変動の中央付近にある (図 2.4-4). メルト包有物と石基ガラスの他の主成分についても同様な傾向が見られる. 従って, 竹島火砕流上部ユニット軽石メルト包有物の化学組成の大きな変動は, 噴火直前にマグマだまり内に存在するデイサイトメルトを斑晶が捕獲したためと考えられ, 2.4.2 での結論に調和的である. マグマの噴出がマグマだまりの上部から順に行われたと仮定した場合, 竹島火砕流上部ユニットはマグマだまり下部のマグマで形成されたと考えられるので, マグマだまり下部にデイサイトメルトを含む, 流紋岩よりやや未分化なマグマが存在した可能性が高い.

竹島火砕流中部ユニット軽石メルト包有物の  $\text{H}_2\text{O}$  濃度は  $2.7 \sim 6.1 \text{ wt}\%$ ,  $\text{CO}_2$  濃度は  $0.020 \sim 0.077 \text{ wt}\%$ , S 濃度は  $0.005 \sim 0.029 \text{ wt}\%$ , Cl 濃度は  $0.103 \sim 0.139 \text{ wt}\%$  であり,  $\text{H}_2\text{O}$  および  $\text{CO}_2$  濃度が大きく変動している (図 2.4-6). これらの濃度分布は, 幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石のメルト包有物 (H25-26 年度成果) と同様である. 竹島火砕流上部ユニット軽石メルト包有物の揮発性成分濃度は,  $\text{H}_2\text{O}$  濃度  $2.6 \sim 4.7 \text{ wt}\%$ ,  $\text{CO}_2$  濃度  $0.007 \sim 0.046 \text{ wt}\%$ , S 濃度  $0.007 \sim 0.119 \text{ wt}\%$ , Cl 濃度  $0.072 \sim 0.164 \text{ wt}\%$  で (図 2.4-6), 全ての揮発性成分濃度が大きく変動している. このうち, 流紋岩メルト包有物の揮発成分濃度は幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石のメルト包有物と同様であるが, デイサイトメルト包有物 (低い  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{K}_2\text{O}$  濃度を持つ) は流紋岩メルト包有物より高い S 濃度とやや低い Cl 濃度を持つ (図 2.4-6).

揮発性成分のうち,  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{CO}_2$  の濃度の変化の原因としては, 主に, (1)ガス不飽和状態でのマグマの結晶分化, (2)ガス飽和状態でのマグマの結晶分化, (3)圧力低下によるマグマの脱ガス, (4)ガス飽和状態でのマグマへの  $\text{CO}_2$  ガスの付加, という 4 つの分化プロセスが考えられる (Saito et al., 2001; 図 2.4-7b). このうち, (1)と(2)のプロセスでは  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{CO}_2$  の濃度が変化するとともに主成分元素濃度も変化する. 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の流紋岩メルト包有物について,  $\text{H}_2\text{O}$  濃度と  $\text{K}_2\text{O}$  濃度, または,  $\text{CO}_2$  濃度と  $\text{K}_2\text{O}$  濃度に相関は見られず (図 2.4-6),  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{CO}_2$  の濃度の変化の原因として, (1)と (2) の可能性は低い. (3)圧力低下によるマグマの脱ガスが起きた場合,  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{CO}_2$  の濃度の分布は, 図 2.4-7b の(III)で示すように, 脱ガスの初期に  $\text{CO}_2$  濃度が大きく低下し, その後,  $\text{H}_2\text{O}$  濃度が減少するというトレンドが現れる. (4)ガス飽和状態でのマグマへの  $\text{CO}_2$  ガスの付加が起きた場合は,  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{CO}_2$  の濃度の分布は等圧線上に位置する (図 2.4-7b の(IV)). 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の流紋岩メルト包有

物のほとんどは、100~280MPa の等圧線上に位置していることから、(4)のプロセスが働いている可能性が高い。即ち、100~280MPa の圧力条件にあるガス飽和状態のマグマへ CO<sub>2</sub> を主体としたガスが付加していた可能性がある。ただし、高い CO<sub>2</sub> 濃度 (0.06~0.08wt%) を持つ流紋岩メルト包有物が(3)のプロセスで脱ガスし、低い CO<sub>2</sub> 濃度になった可能性も残っている。この場合、250MPa から 150 MPa の圧力低下による脱ガスが予想される。いずれにしろ、マグマだまり内で(3)または(4)のプロセスが H<sub>2</sub>O と CO<sub>2</sub> のガス共存下で働いている可能性が高く、その圧力は 100~280MPa と見積もられる。

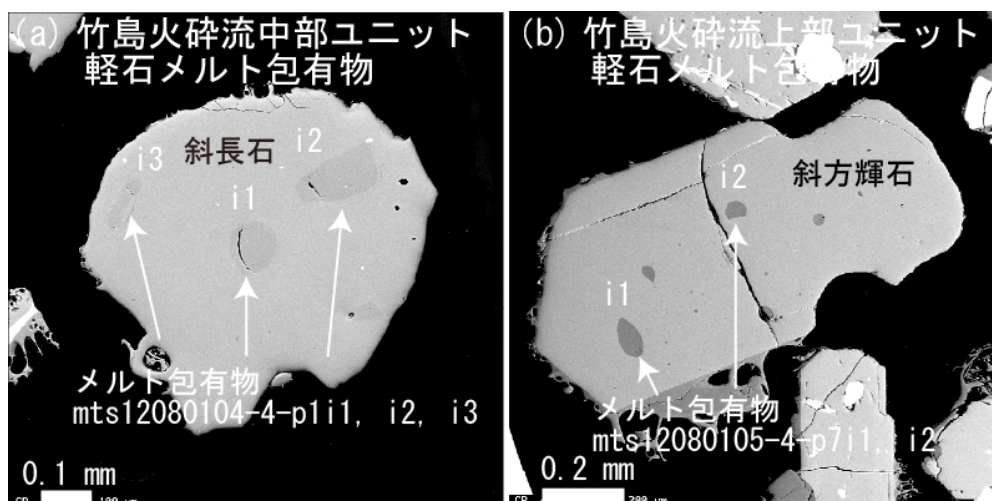


図 2.4-5 (a) 竹島火砕流中部ユニット軽石の斜長石内メルト包有物, (b)竹島火砕流上部ユニット軽石の斜方輝石内メルト包有物, の反射電子像。

表 2.4-3 竹島火砕流中部ユニット軽石中のメルト包有物の化学組成と H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度から見積もられたガス飽和圧力

試料番号	061W27-2				061W29-1			
メルト包有物番号	mts12080104-4-p1i1	mts12080104-4-p1i2	mts12080104-4-p1i3	mts12080104-4-p5i1	mts12080105-2-p2i1	mts12080105-2-p5i1	mts12080105-2-p8i2	
ホスト鉱物組成	斜長石	斜長石	斜長石	斜長石	斜長石	斜長石	単斜輝石	
	An57	An57	An55	An53	An59	An53	Wo41En42Fs17Mg#72	
SiO <sub>2</sub>	69.95	70.73	70.80	71.59	70.02	69.28	68.06	
TiO <sub>2</sub>	0.59	0.58	0.54	0.53	0.56	0.54	0.57	
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12.40	12.38	12.51	12.36	12.12	11.39	12.79	
FeO*	2.39	2.39	2.58	2.29	2.73	2.18	2.59	
MnO	0.05	0.13	0.08	0.08	0.11	0.12	0.10	
MgO	0.51	0.51	0.57	0.50	0.54	0.44	0.54	
CaO	2.09	2.06	2.13	2.01	2.02	1.80	2.32	
Na <sub>2</sub> O	2.93	2.94	2.86	3.07	2.70	2.64	2.97	
K <sub>2</sub> O	2.80	2.81	2.77	2.79	3.30	2.78	2.63	
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0	0	0	0	0	0	0	
S	0.011	0.010	0.011	0.009	0.012	0.007	0.013	
Cl	0.116	0.103	0.112	0.106	0.129	0.106	0.105	
H <sub>2</sub> O	3.4	3.7	3.5	3.0	2.7	3.2	6.1	
CO <sub>2</sub>	0.031	0.031	0.034	0.032	0.020	0.077	0.025	
Total	97.31	98.31	98.45	98.32	96.95	94.59	98.83	
ガス飽和圧力 (MPa)	157	168	165	137	103	234	281	

FeO\* = total FeO

表 2.4-4 竹島火砕流上部ユニット軽石中のメルト包有物の化学組成と流紋岩メルト包有物の H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度から見積もられたガス飽和圧力

試料番号	061W33-1									061W42-1
メルト包有物番号	mts12080105-4-p1i1	mts12080105-4-p3i1	mts12080105-4-p3i2	mts12080105-4-p5i1	mts12080105-4-p8i1	mts12080105-4-p6i1	mts12080105-4-p7i1	mts12080105-4-p7i2	mts12080106-3-p2i3	
ホスト鉱物組成	斜長石 An55	斜長石 An55	斜長石 An55	斜長石 An48	斜長石 An56	単斜輝石 Wo41En41Fs18Mg#69	斜方輝石 Wo3En68Fs28Mg#71	斜方輝石 Wo4En67Fs29Mg#70	斜長石 An66	
SiO <sub>2</sub>	70.92	71.53	69.96	69.96	70.33	71.54	63.68	63.11	63.11	70.07
TiO <sub>2</sub>	0.51	0.53	0.62	0.48	0.49	0.49	0.81	0.67	0.67	0.59
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	11.88	12.00	11.85	11.74	12.04	11.88	13.60	13.79	11.88	11.88
FeO*	2.22	2.26	2.50	2.32	2.24	2.59	5.51	5.96	2.40	2.40
MnO	0.07	0.03	0.12	0.03	0.08	0.06	0.07	0.14	0.11	0.11
MgO	0.43	0.43	0.50	0.40	0.44	0.40	1.35	1.42	0.51	0.51
CaO	1.89	1.87	1.93	1.80	1.79	1.86	3.91	4.44	2.25	2.25
Na <sub>2</sub> O	3.14	3.06	2.86	2.91	3.48	3.12	3.07	3.13	3.10	3.10
K <sub>2</sub> O	2.86	2.94	2.85	2.90	2.93	2.86	2.73	2.01	2.75	2.75
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
S	0.011	0.009	0.007	0.008	0.009	0.009	0.032	0.095	0.008	0.008
Cl	0.115	0.117	0.126	0.117	0.117	0.113	0.101	0.081	0.102	0.102
H <sub>2</sub> O	4.7	3.4	3.9	4.2	3.2	3.0	2.6	2.7	3.8	3.8
CO <sub>2</sub>	0.022	0.046	0.019	0.017	0.017	0.022	0.007	0.021	0.021	0.021
Total	98.76	98.22	97.20	96.93	97.14	97.95	97.45	97.59	97.57	97.57
ガス飽和圧力 (MPa)	204	182	155	171	119	122	nd	nd	155	155

FeO\* = total FeO; nd = not determined

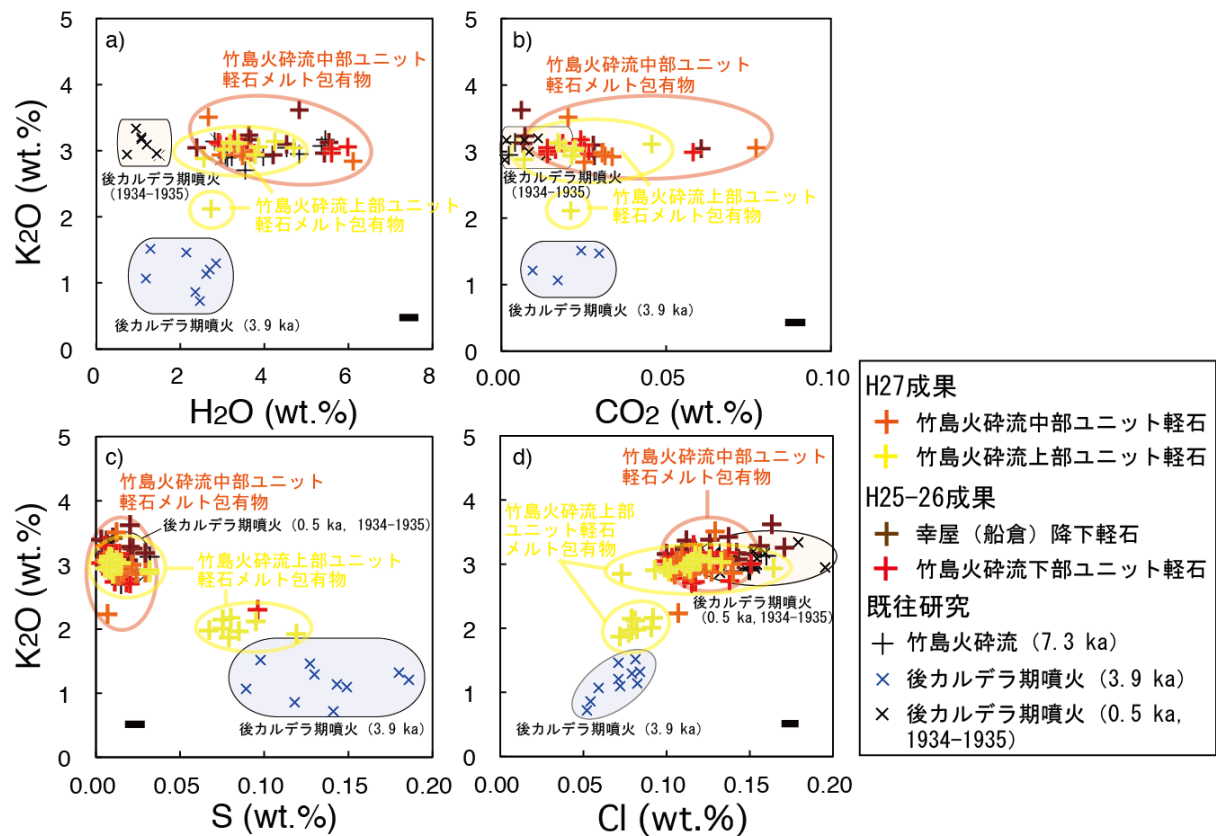


図 2.4-6 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石メルト包有物の K<sub>2</sub>O 濃度と揮発性成分濃度. H25-26 年度成果である幸屋(船倉)降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石メルト包有物の揮発性成分濃度, 既往研究による結果も記す.

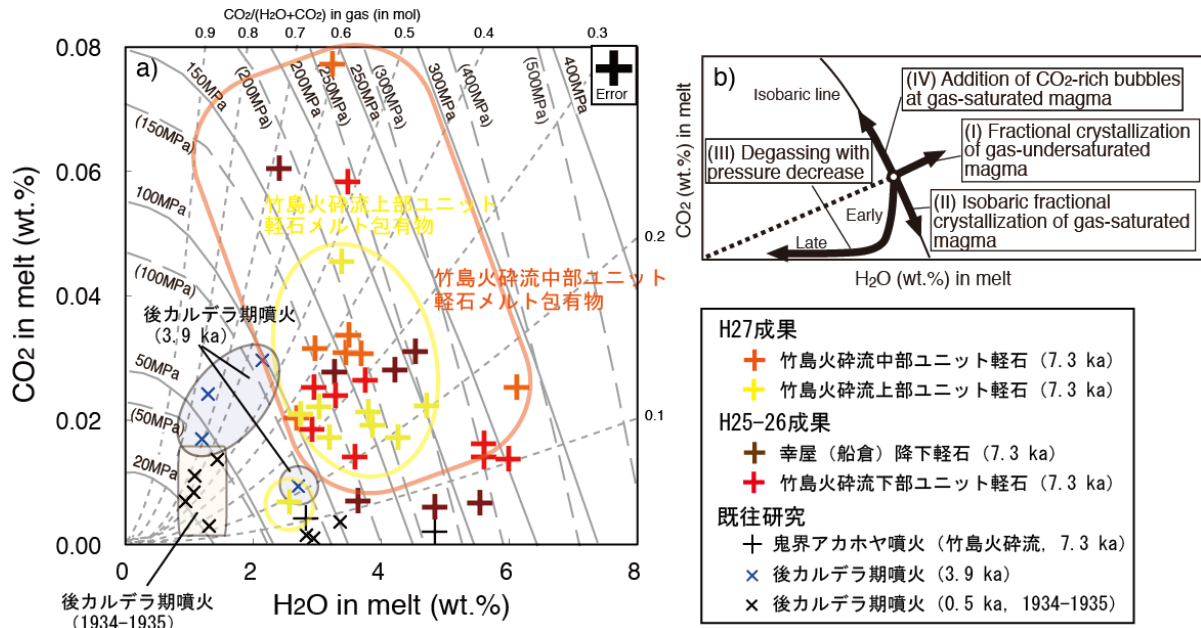


図 2.4-7 a) 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石メルト包有物の H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度. H25-26 年度成果である幸屋 (船倉) 降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石メルト包有物の結果, 既往研究による結果も記す. b) マグマプロセスに伴う H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度の変化.

#### 2.4.4 籠港降下火砕物 (9.5 千年前) の岩石学的解析

本研究で用いた籠港降下スコリアは、平成 26 年度に硫黄島・平家城にある籠港降下火砕物層から採取した (図 2.4-1)。本層の大部分は褐色～黒色の風化火山灰層で、その中に薄い降下スコリア層 (0.1m 以下) が挟まれている。上記露頭の最下部から 5m, 9m, 10m, 12m の高さにある 4 つのスコリア層 (スコリア層 1～4) から試料を採取した (表 2.4-5)。スコリアは最大 3cm, 黄色～オレンジ色で風化が進んでいる。スコリア層 1 からは 2～3cm 大のスコリア 4 個を採取し、そのまま全岩化学分析に供した。他の層のスコリアは小さく、1 個での全岩化学分析ができなかったため、スコリア複数個を粗粉碎し 0.1～0.2cm 大の粒子をまとめて分析に供した (表 2.4-5)。各試料について粉末試料とし、白金ルツボ内で加熱溶融・ガラス化し、XRF で主成分元素組成を測定した (表 2.4-5)。本研究で分析した籠港降下スコリアは全て安山岩組成で、SiO<sub>2</sub> 濃度 55～58wt% (SiO<sub>2</sub>～P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の主要 10 元素で規格化した値) だった (表 2.4-5, 図 2.4-2)。これらの主成分元素組成は、薩摩硫黄島火山の先カルデラ期や後カルデラ期に噴出した安山岩マグマと同様である。この結果は、先カルデラ期や後カルデラ期だけでなく、カルデラ形成期にも同様な化学的特徴を持つ安山岩マグマがマグマだまりに存在したことを示している。スコリア層 1 の火山礫 4 個の分析結果と火山礫 (複数個) の結果を比較すると、前者が後者に比べて、いずれも Na<sub>2</sub>O と CaO の濃度が低い。これらの濃度はガラスの変質が進むと減少することが知られており、Na<sub>2</sub>O と CaO の低濃度は、分析試料が変質部分を多く含んでいたためかもしれない。変質の影響を排除し、籠港降下スコリアを形成したマグマの化学的特徴を決定するために、スコリア内のメルト包有物の化学分析を行い、メルトの化学組成を明らかにする必要がある。

表 2.4-5 籠港降下火砕物層中のスコリアの全岩主成分化学組成. 火砕物層中の 4 つのスコリア層(スコリア層 1 が最下部, スコリア層 4 が最上部)ら試料を採取した.

試料番号	スコリア層 1					スコリア層 2	スコリア層 3	スコリア層 4
	961W11 火山礫1個	sio_sg14111405-b 火山礫1個	sio_sg14111405-c 火山礫1個	sio_sg14111405-d 火山礫1個	sio_sg14111405-a 火山礫 (複数個) *	sio_sg14111404-a 火山礫 (複数個) *	sio_sg14111403-a 火山礫 (複数個) *	sio_sg14111402-a 火山礫 (複数個) *
SiO <sub>2</sub>	53.47	52.28	52.62	51.25	53.36	56.97	55.05	55.82
TiO <sub>2</sub>	0.80	0.77	0.84	0.79	0.58	0.64	0.50	0.56
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	17.85	17.99	18.52	18.25	18.95	17.10	19.27	18.23
FeO*	8.52	8.66	8.53	9.36	7.04	7.00	6.10	6.41
MnO	0.12	0.14	0.13	0.13	0.13	0.14	0.12	0.13
MgO	4.11	4.24	3.96	4.71	4.28	4.02	4.04	4.02
CaO	7.04	7.22	6.52	6.98	9.40	8.48	9.74	9.31
Na <sub>2</sub> O	1.78	1.72	1.80	1.48	2.37	2.65	2.65	2.66
K <sub>2</sub> O	0.70	0.62	0.63	0.49	0.60	1.05	0.73	0.90
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0.10	0.09	0.10	0.09	0.08	0.09	0.06	0.08
Total	94.47	93.72	93.65	93.53	96.79	98.13	98.25	98.11

FeO\* = total FeO

\* 粒径2mm以上の複数のスコリアを粗粉砕し, 1-2mmの粒子を分析に供した.

## 2.4.5 鬼界アカホヤ噴火直前のマグマだまりの圧力環境

鬼界アカホヤ噴火を起こした流紋岩マグマの圧力条件については以下のように推定した. 上記 2.4.3 で検討したように, 竹島火砕流中部および上部ユニット軽石の流紋岩メルト包有物の H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度の変動は, (4)ガス飽和状態でのマグマへの CO<sub>2</sub> ガスの付加, または, (3)圧力低下によるマグマの脱ガス, の可能性がある. これはどちらもマグマが H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> のガスに飽和している状態でのプロセスであるので, メルト包有物分析で得られたメルトの H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度と各揮発性成分のメルトへの溶解度の圧力依存性からマグマのガス飽和圧力を見積もることができる. そこで, VolatileCalc プログラム (Newman and Lowenstern,2002) を本研究で得られた竹島火砕流中部ユニット軽石メルト包有物 7 個の H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度に適用した結果, 103~281MPa という圧力値が得られた (表 2.4-3). 従って, 竹島火砕流中部ユニット軽石を形成したマグマはおおよそ 100~280MPa という圧力条件だったと考えられる. この圧力は, 地殻密度を 2500kg/m<sup>3</sup>と仮定すると, 深さ 4-11km に相当する. また, 竹島火砕流上部ユニット軽石の流紋岩メルト包有物についても同様の計算を行い, メルト包有物 7 個の H<sub>2</sub>O および CO<sub>2</sub> 濃度から 119~204MPa という圧力値が算出され, おおよそ 120~200 MPa の圧力条件と推定された (表 2.4-4). この圧力は, 地殻密度を 2500kg/m<sup>3</sup>と仮定すると, 深さ 5-8km に相当する. これらの圧力は, H26 年度に竹島火砕流下部ユニット軽石メルト包有物を用いて推定した圧力 (110~250MPa) とおおよそ一致した. また, H25-26 年度成果である幸屋 (船倉) 降下軽石メルト包有物から得られた圧力 (120~210MPa) と比べると, やや高い圧力を示すメルト包有物もある (図 2.4-7). これは, 幸屋 (船倉) 降下軽石よりも深い位置にあったマグマの寄与を示している可能性がある.

本研究の成果, H25-26 年度成果および既往研究を元に, 鬼界カルデラのマグマ供給系の化学的特徴, 温度・圧力条件の経時変化を図 2.4-8 にまとめた. 鬼界アカホヤ噴火の 2 千年前 (9.5 千年前) の籠港降下火砕物層を形成した噴火では, SiO<sub>2</sub> 濃度 55-58 wt%の安山岩マグマを噴出した. 7.3 千年前の鬼界アカホヤ噴火のマグマは主成分元素に関して均質な流紋岩 (SiO<sub>2</sub> 濃度 71~72 wt%) が主体で, その温度・圧力条件は約 1000°C, 100~280MPa である. ただし, 噴火後

半に噴出した軽石には、流紋岩より未分化なマグマの痕跡が認められ、マグマだまりの下部に、より未分化なマグマが存在していた可能性が示唆された。後カルデラ期には、少なくとも5回の噴火（5.2千年前、3.9千年前、1.1千年前、0.5千年前、1934-35年）が発生している（小野ほか、1982; Kawanabe and Saito, 2002）。このうち、3.9千年前の噴火以外は、全て鬼界アカホヤ噴火と同じ組成、同様な温度の流紋岩マグマが噴出している（図 3.2-7a）。一方、3.9千年前の噴火では、鬼界アカホヤ噴火より高温（ $1125\pm 27^\circ\text{C}$ , Saito et al., 2002）の玄武岩マグマが噴出した。マグマの圧力条件は、3.9千年前の玄武岩マグマが70~120MPaで、鬼界アカホヤ噴火の流紋岩マグマから見積もられた最小の圧力に近い。しかし、0.5千年前および1934-35年噴火の流紋岩マグマの圧力条件は70MPa以下と低い（Saito et al., 2001）。Saito et al. (2001)では、この低い圧力はマグマがガスに不飽和であるためと推定している。

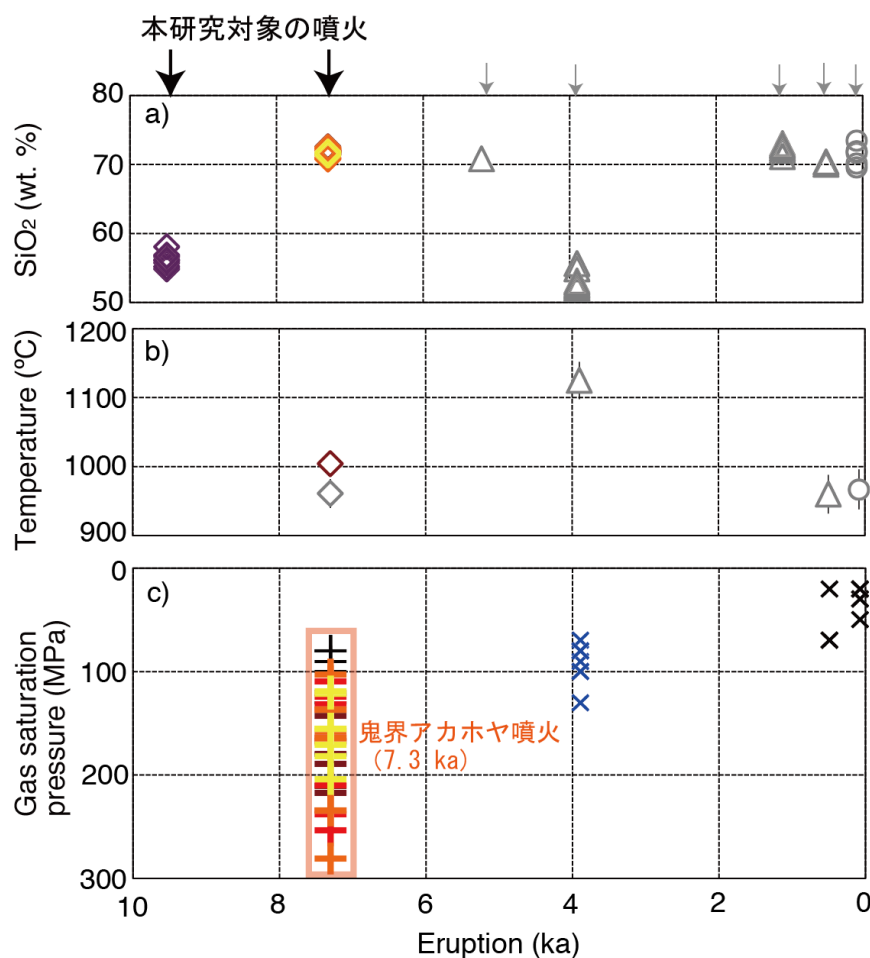


図 2.4-8 本研究によって得られた鬼界カルデラのマグマだまりの化学組成と温度・圧力条件. a)噴出物の全岩化学分析によるマグマの化学組成(SiO<sub>2</sub>濃度), b)輝石温度計によるマグマ温度, c)メルト包有物分析によるマグマのガス飽和圧力. H25-26 年度成果および既往研究による結果も記す.

#### 2.4.6 まとめと今後の課題

本研究による竹島火砕流堆積物の中部および上部ユニット軽石の岩石学的解析およびメルト包有物分析によって、鬼界カルデラに関して以下の知見が得られた。

- ・7.3 千年前の鬼界アカホヤ噴火によって形成された竹島火砕流堆積物の中部および上部ユニット軽石は、それより下位の幸屋（船倉）降下軽石および竹島火砕流堆積物の下部ユニット軽石と同じ主成分元素組成を持つ流紋岩である。
- ・鬼界アカホヤ噴火マグマだまりは流紋岩マグマを主体としているが、それより未分化なマグマが下部に存在していた可能性がある。
- ・竹島火砕流堆積物の中部および上部ユニット軽石の流紋岩メルト包有物の揮発性成分濃度は大きく変動し、その変化は主成分元素濃度とは無関係である。変化の要因として、ガスに飽和したマグマへのCO<sub>2</sub>主体のガスの付加、または、圧力低下によるマグマの脱ガス、が考えられる。
- ・同軽石の流紋岩メルト包有物のH<sub>2</sub>OおよびCO<sub>2</sub>濃度と各揮発性成分のメルトへの溶解度の圧力依存性を元にマグマのガス飽和圧力を見積もった結果、各マグマは100~280MPa, 120~200 MPaの圧力下にあった。これらの圧力は、H25-26年度に幸屋（船倉）降下軽石および竹島火砕流下部ユニット軽石メルト包有物を用いて推定した圧力（110~250MPa）とおおよそ一致した。地殻密度を2500kg/m<sup>3</sup>と仮定すると、鬼界アカホヤ噴火マグマだまりの深さは4~11kmと考えられる。
- ・鬼界アカホヤ噴火の直前（9.5千年前）に同噴火とは異なる化学的特徴を持つマグマ（安山岩）が噴火していた。このマグマと同様な組成を持つ安山岩マグマは先カルデラ期や後カルデラ期にも噴火していた。

今後の課題としては、以下が挙げられる。

- ・本研究で予想された鬼界アカホヤ噴火マグマだまり内の未分化マグマの実態を解明するために、竹島火砕流堆積物の中部・上部ユニットに含まれる黒色スコリアの岩石学的解析とメルト包有物の化学分析を行い、未分化マグマの化学的特徴、温度・圧力条件を推定する必要がある。
- ・カルデラ噴火に到るマグマだまりの発達過程を検討するために、鬼界アカホヤ噴火の直前の噴火（9.5千年前）の噴出物である籠港降下スコリア内の鉱物とメルト包有物の微小領域化学分析を進め、安山岩マグマの温度・圧力条件を推定する必要がある。

#### 引用文献

Bacon, C.R. (1983) Eruptive history of mount Mazawa and crater lake caldera cascade range, USA. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **18**, 57-115.

Kawanabe, Y. and Saito, G. (2002) Volcanic activity of the Satsuma-Iwojima area during the past 6500 years. *Earth Planets and Space*, **54**, 295-301.

町田洋・新井房夫（2003）新編火山灰アトラス-日本列島とその周辺。東京大学出版会，東京，336p.



小野晃司・曾屋龍典・細野武男（1982）薩摩硫黄島地域の地質．地域地質研究報告（5万分の1 図幅），地質調査所，80p.

Saito, G., Kazahaya, K., Shinohara, H., Stimac, J. A. and Kawanabe, Y. (2001) Variation of volatile concentration in a magma system of Satsuma-Iwojima volcano deduced from melt inclusion analyses. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **108**, 11-31.

Saito, G., Stimac, J.A., Kawanabe, Y. and Goff, F. (2002) Mafic-felsic interaction at Satsuma-Iwojima volcano, Japan: Evidence from mafic inclusions in rhyolites. *Earth Planets Space*, **54**, 303-325.

Saito, G. Morishita, Y. and Shinohara, H. (2010) Magma plumbing system of the 2000 eruption of Miyakejima volcano, Japan, deduced from volatile and major component contents of olivine-hosted melt inclusions. *J. Geophys. Res.*, **115**, B11202, doi:10.1029/2010JB007433.

Togashi, S (1989) XRF Analytical Report 1/89. Determination of major elements in igneous rocks using Sc/Mo dual anode tube. *Open-file Report. Geol. Surv. Jpn*, **132**, 1-35.

## 2.5 マグマ滞留時間評価手法のレビュー

### 【実施内容】

カルデラ形成噴火に至るマグマ供給系の発達過程を明らかにするためには、噴出物に含まれる斑晶鉱物を解析し、その組成や組織に記録されているマグマプロセスを理解する必要がある。

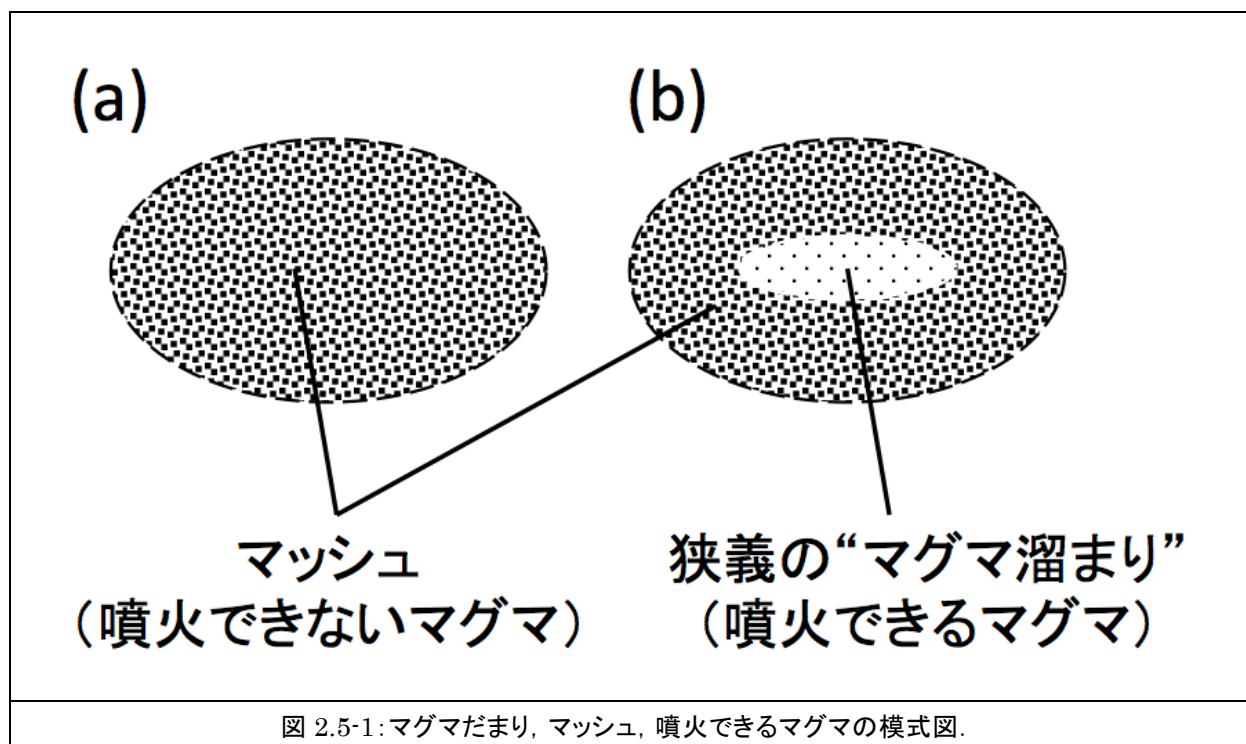
本年度は、斑晶鉱物が示す「マグマ滞留時間」(residence time of a magma) の評価手法のレビューを行った。マグマ滞留時間とは、マグマだまりにおいて噴火前にマグマが溜まっていた時間であり、噴火準備期間ともいうべきものである(詳細は【研究成果】のイントロダクションを参照)。

マグマ滞留時間に関する研究は欧米で近年急速に進んでいるが、日本ではまだほとんど検討されてこなかった。そこで、これまでに海外で実施されてきた研究成果をまず総括した。主として文献調査を行なったが、米国で実際にカルデラ噴火を扱っている研究者とも議論したほか、米国地球物理学連合の大会(学会)に出席して最新情報の収集も行なった。さらに、この評価手法を国内のカルデラ形成噴火噴出物へ適用する際の課題についても検討した。

### 【研究成果】

#### イントロダクション：マグマだまりとマグマ滞留時間

マグマだまりとは、地下でマグマが溜まっている場所である(図 2.5-1)。近年の研究の進展により、マグマだまりの大部分はマッシュ状、つまり結晶含有量が 40~50%以上でほとんど流動できない状態にある、と考えられるようになった(e.g., Bachmann and Bergantz, 2008; Marsh, 2015; 詳しくは東宮(2016)のレビューを参照)。



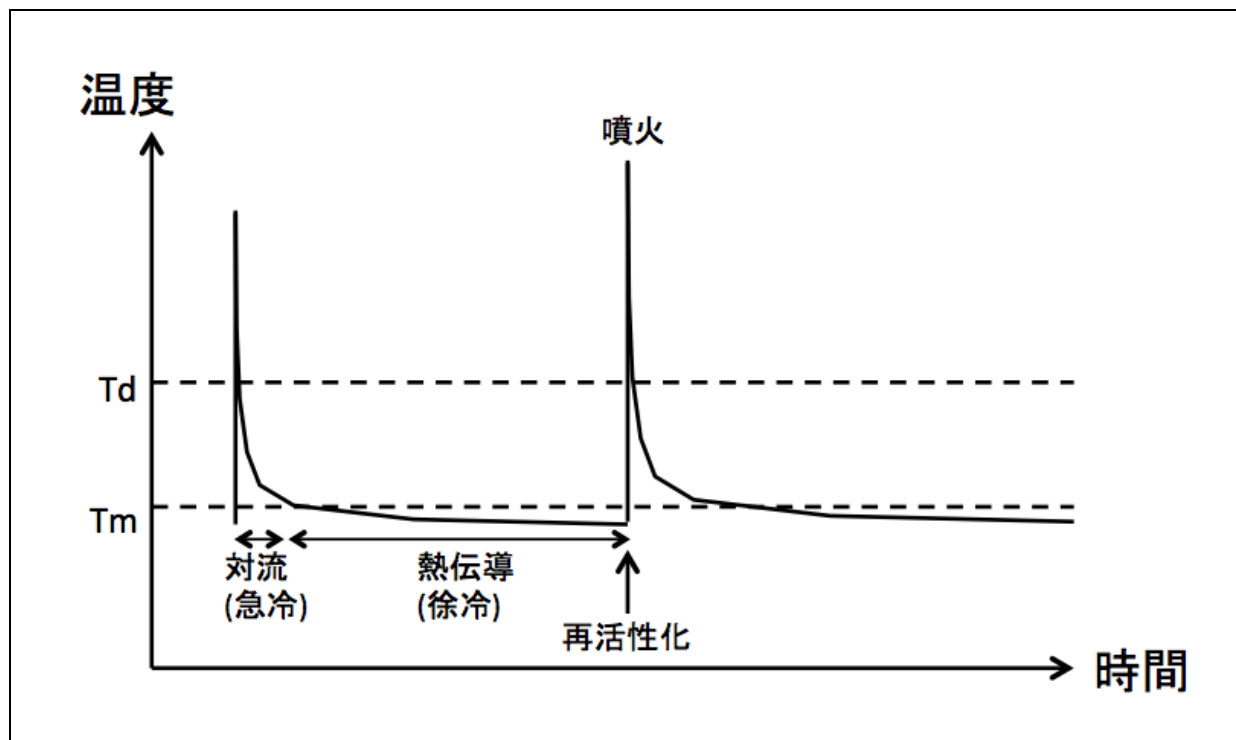


図 2.5-2: マグマだまりの熱史の模式図. マグマ温度が対流停止温度  $T_m$  より高温のとき, 対流が活発なため急速に冷却される.  $T_m$  より低温になると, 結晶度が 50% 前後のマッシュ状となって対流が停止し, 熱伝導のみになって冷却は徐々にしか進まない. マグマだまりはその大半の時期をこのマッシュ状態で過ごす. 再活性化が起こると, 温度が上昇し結晶度が低下して噴火が可能になる.  $T_d$  は, 鉱物中の元素拡散が効果的に進む温度の下限. Koyaguchi and Kaneko (2000), Cooper and Kent (2014) の図を元にした東宮 (2016) の図を改変.

図 2.5-1(a) はマグマだまり全体がマッシュ状の場合であり, このままでは噴火できない. 図 2.5-1(b) はマグマだまり (広義) の一部に「噴火できるマグマ」(eruptible magma) が存在する場合であり, 何らかのトリガーが働けば噴火できる. 図 2.5-1(a) の状態から図 2.5-1(b) の状態に変化することを, マグマだまりの若返りないし「再活性化」(rejuvenation) と呼び, 高温マグマの新たな供給などで起こると考えられている. この再活性化から噴火までの時間が噴火準備期間といえる. また, 噴火前に「噴火できるマグマ」が存在していた時間が「マグマ滞留時間」であり, 噴火準備期間にほぼ対応する.

図 2.5-2 はマグマだまりの熱史を模式的に表したものである.  $T_m$  は, マグマが結晶度 50% 前後のマッシュ状となって流動ができなくなる温度である. マグマ温度が  $T_m$  より高いとき噴火可能であるが, この期間是对流が活発で冷却も速いので, その期間はマグマだまりの熱史全体からみれば非常に短い (Koyaguchi and Kaneko, 2000; 小屋口, 2008; Cooper and Kent, 2014). 一方, マッシュ状になると対流が起らず熱伝導のみとなるので, 冷却は遅い. 従って, マグマだまりはその熱史の大部分がマッシュ状態にある. そのタイムスケールは, 急冷期間が  $10^2$  年程度, 徐冷期間が  $10^5$  年程度とされる.

再活性化の過程については様々なモデルが提案されているが, 基本的には深部からの高温マグマの注入がまず考えられている (e.g., Bachmann and Bergantz, 2006; Burgisser and Bergantz, 2011). これにより, 結晶粒間のメルト (融けた部分) の比率が高まるとともに, マッシュの「再

流動化」(remobilization) が起こる。そして、「噴火可能なマグマ」が形成されるが、マッシュの再流動化の際に粒間メルトがマッシュから分離・集積するか否かで、できるマグマが大きく次の2通りに分かれる (e.g., Bachmann and Bergantz, 2004; Huber et al., 2012)。すなわち、メルトの分離・集積が進むと、結晶に乏しくシリカに富む流紋岩 (high-silica rhyolite) ができるが、メルトの分離が効果的でないと、結晶に富むデイサイトないし流紋デイサイト (monotonous intermediate) ができる。

以上から、噴火準備過程 (マッシュの再活性化) は次のような経過をたどると考えられる。(1) マッシュへの高温マグマの注入開始; (2) マッシュの加熱・融解・再流動化の進行; (3) マッシュからのメルトの分離 [これが起きない場合もある]; (4) 噴火可能なマグマの形成; (5) 噴火可能なマグマからの新たな結晶化。実際には、結晶に乏しいマグマをマッシュからのメルト分離だけで作ろうとするとマグマ組成が説明できないという例もある (e.g., Streck, 2014)。また、マッシュ (かつてのマグマの半固結物) だけでなく、他の地殻物質も融かされたりするなど、現象は少なからず不均質で複雑である (e.g., Bindeman and Simakin, 2014)。噴出物中の鉱物は、これら様々な過程や不均質性を記録しているので、分析結果を解釈する際には、どの過程を見ているのかを慎重に吟味する必要がある。

### マグマ滞留時間の推定方法

マグマ滞留時間を推定する方法として使われるものには、主に次の3つがある (e.g., Bachmann, 2011; Costa, 2008; Cooper and Kent, 2014)。(1) 鉱物の放射年代、(2) 鉱物中の元素拡散、(3) 結晶サイズ分布 (CSD)。これらは、噴火年代、含まれる鉱物種、マグマの均質性、などの条件によって、適用が可能な場合とそうでない場合がある。また、いずれの手法について

表 2.5-1: カルデラ噴火のマグマ滞留時間。

火山名	噴火	噴出量 (km <sup>3</sup> DRE)	噴火年代	マグマ滞留時間	滞留時間推定方法	文献
タウボ	Oruanui	530	26.5 ka	4-70 ky	U-Th (ジルコン)	1
同				< 1600 y	Mg-Fe拡散 (斜方輝石)	2
タウボ	Rotoiti	ca. 100	62 ka	9-50 ky	U-Th (ジルコン)	1
タウボ	Whakamaru	300-1000	320-340 ka	< 250 ky	U-Pb (ジルコン)	1
タウボ	Ongatiti	300-1000	1.21 Ma	< 240 ky	U-Pb (ジルコン)	1
トバ	Youngest Toba	2800	75 ka	< 160 ky	U-Th (褐れん石)	1
コス	Kos Plateau Tuff	60	161 ka	180 ky	U-Pb (ジルコン)	1
イエローストーン	Lava Creek	1000	600 ka	19-57 ky	U-Pb (ジルコン)	1
イエローストーン	Mesa Falls	280	1.3 Ma	160-170 ky	U-Pb (ジルコン)	1
イエローストーン	Huckleberry	2500	2.0 Ma	77-234 ky	U-Pb (ジルコン)	1
ロングバレー	Bishop	600	760 ka	50-390 ky	U-Pb (ジルコン), Rb-Sr (斜長石)	1
同				500-3000 y	Ti拡散 (石英), CSD, 形状緩和	3
ラ・パカナ	Atana and Toconao	2700	ca. 4 Ma	500-750 ky	U-Pb (ジルコン)	1
ラ・ガリータ	Fish Canyon	5000	28 Ma	80-360 ky	U-Pb (ジルコン)	1
バイアストレド	Upper Bandelier	250	1.2 Ma	1-200 y	O拡散 (石英, サニディン)	1
バイアストレド	Lower Bandelier	400	1.6 Ma	1-200 y	O拡散 (石英, サニディン)	1
サントリーニ	Minoan	40-60	3.6 ka	< 100 y	Mg拡散 (斜長石)	4
洞爺	洞爺火砕流	>70	112-115 ka	0-20 ky	U-Pb and U-Th (ジルコン)	5

文献 1=Costa (2008), 2=Allan et al. (2013), 3=Gualda et al. (2012), 4=Druitt et al. (2012), 5=Ito (2012).

も、得られた結果にはしばしば大きな誤差を伴うほか、解釈に任意性が残る問題がある。以下、順に説明する。まず放射年代についてである。通常噴出物の噴火年代を求める際には、K-Ar年代やAr/Ar年代が使われる。数万年より若い噴火の場合は、噴出物中ないし直近堆積物中の炭化物のC年代が使われる。これらは閉鎖温度（当該元素の移動が実質的に停止する温度）が低いため、噴火時に（十分冷えてから）時計がスタートする。一方、マグマ滞留時間を推定する際には、ジルコン鉱物のU-Pb年代やU-Th年代などが使われる。これらは閉鎖温度が十分高い（当該元素の拡散が遅い）ため、鉱物が晶出した瞬間に時計がスタートする。従って、鉱物年代と噴火年代の差を取れば、その鉱物が晶出してから噴火するまでの時間が分かる。そして、この時間を「マグマ滞留時間」と見なすのである。実際には、結晶は成長するので、中心部ほど古く、周辺部ほど噴火直近の時間を記録している。そこで、SIMS（二次イオン質量分析計）やLA-ICP-MS（レーザーアブレーションICP質量分析計）を使って、数十 $\mu\text{m}$ 以下という局所の鉱物分析を行い、結晶の各部分の鉱物年代を測定する。これまでに、数千年～数十万年という値が得られている（表 2.5-1; e.g., Bachmann, 2011; Costa, 2008; Cooper and Kent, 2014）。U-Pb/U-Th年代は、ジルコン以外に褐れん石などでも求められているが、いずれにせよUやThを含む鉱物にしか適用できない。

次に鉱物中の元素拡散についてである。鉱物が結晶化したあと、マグマの温度圧力等の条件が変化すると、鉱物の組成は新しい条件に対して再平衡しようとする。そして、鉱物中で元素の拡散が起こる。このとき生ずる拡散プロファイル（元素濃度分布）を解析すると、マグマ条件の変化が生じてから噴火までの時間（拡散時間）が求まる。拡散の速さ（拡散係数）は、鉱物の種類・軸・元素や温度等の条件で様々であるため、適切な鉱物種・元素を選べば、様々な時間スケールで拡散時間を求めることが可能である。最も速い磁鉄鉱中のMg, FeあるいはTiを用いれば、数日～数週間以下という噴火直前過程が見える（e.g., Tomiya et al., 2013）。マグマ滞留時間を議論する場合には、かんらん石や輝石中のMg-Fe相互拡散、斜長石中のMg拡散、石英中のTiやOが用いられることが多く、数十年～数千年程度の時間スケールが得られている（e.g., Allan et al., 2013; Druitt et al., 2012; Gualda et al., 2012）。この手法の問題点は、拡散開始時の初期プロファイルや拡散中のマグマ条件を仮定しなければならずそこに任意性が入り込みやすいこと、拡散係数の不確定性がしばしば大きいことなどである。

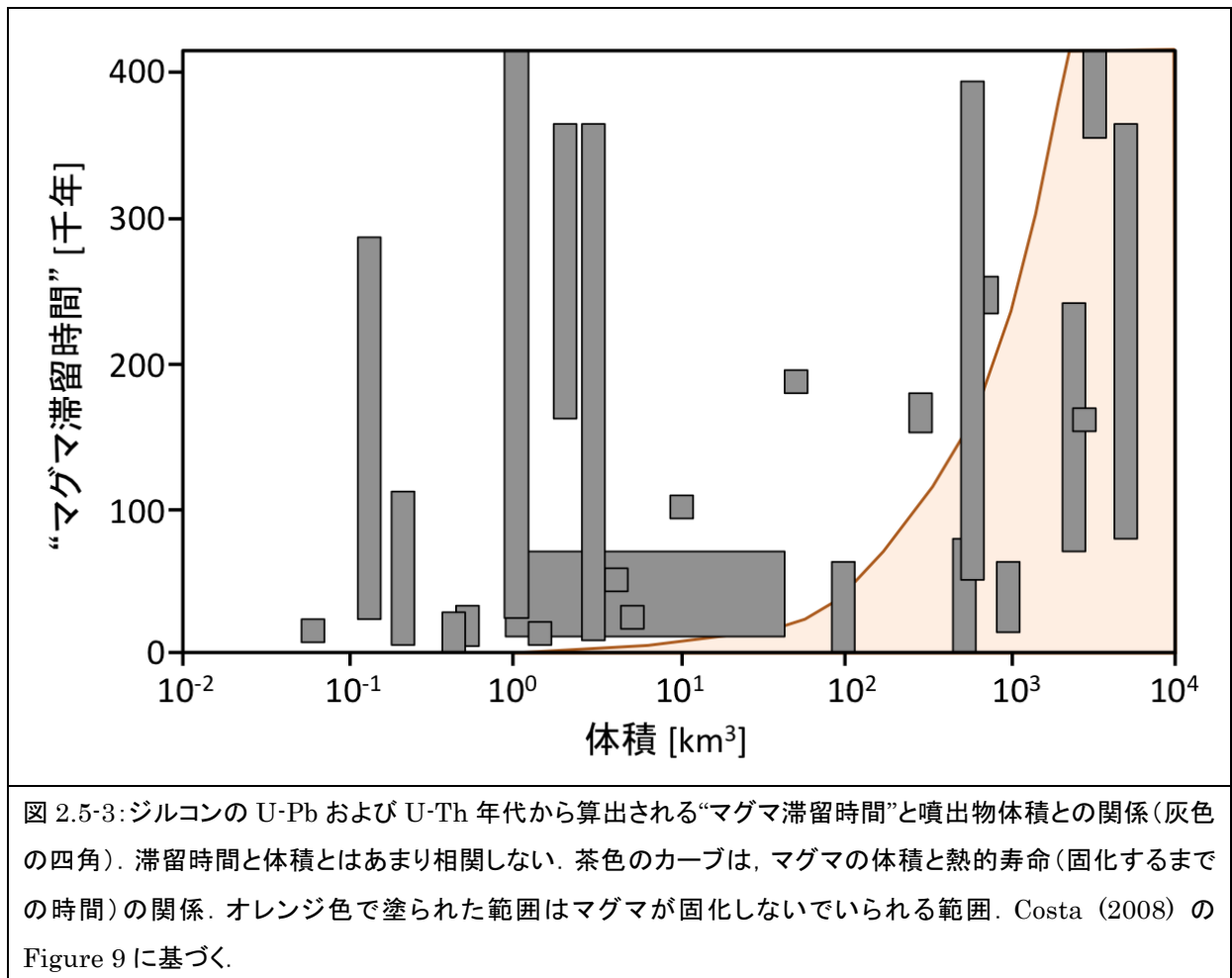
結晶サイズ分布（Crystal Size Distribution: CSD）は、サイズ分布が結晶の核形成速度と成長速度の兼ね合いで生ずることを利用した解析である（e.g., Marsh, 1988, 1998）。たとえば定常状態を仮定すると、CSDプロット（横軸が結晶サイズ [mm]、縦軸が単位サイズ幅当たりの結晶数密度 [no/mm<sup>4</sup>]）の傾きから、「結晶成長速度×滞留時間」という値が得られる。そこで、結晶成長速度が既知であれば滞留時間が求まる。マグマ滞留時間としては、数百年～数千年の値が得られている（e.g., Cooper and Kent, 2014）。この手法は、あまり乱されない条件で理想的に結晶化が進行している場合にのみ適用できる。また、結晶成長速度の不確定性が数ケタに及ぶため、あまり確度が高くない。

このほか、特殊な例として、結晶中のメルト包有物の形状緩和を使った推定方法がある（Gualda et al., 2012）。これは、メルト包有物の形成時（結晶が部分的に融かされたりしてメルトが取り込まれたとき）には包有物の形状が丸いが、時間とともに形状が結晶面に制約された角張

った形に変化していく性質を利用している。包有物のサイズと形状から、形状変化に要した時間を推定できる。Gualda らは、この方法を Bishop Tuff の石英に適用し、メルト包有物の形成から噴火までの時間を 600~1500 年程度と見積もっている。

上記で述べたように、鉍物の放射年代で得られたマグマ滞留時間は数千年~数十万年に達するのに対し、元素拡散や CSD で得られる時間は数十年~数千年以下と短い傾向がある。これは、マグマだまりにおける異なるプロセスを見ている可能性がある。たとえば、前節の最後に述べた噴火準備過程（マッシュの再活性化）を想定した場合、放射年代はプロセス(2)-(3)付近で時計がスタートし得るが、CSD はプロセス(5)のみを反映する。元素拡散は、選んだ結晶と初期条件次第で、どのプロセスを反映するかが変わってくる。従来の研究は、こうした考察が不十分なものも多い。今後は、詳細な岩石学的記載に基づいてプロセスを推定した上で、得られた時間スケールを意味付けていくべきである。

また、鉍物の放射年代を用いる場合、結晶の「リサイクル」の問題がある。これは、対象としているマグマ活動よりも古い活動を起源とする結晶が混入する問題であり、ジルコン結晶を分析する際には一般的にみられる。これは、ジルコンは非常に安定で、数百万年以上前に晶出した古い結晶が残り続けること、マグマだまりの熱史（図 2.5-2）を考えたとき、元素拡散はマグマ温度が  $T_d$  以上のとき、CSD は  $T_m$  以上のときの状態を反映するが、放射年代は熱史にかかわりな



く時計が進むことによる。リサイクルの問題を評価するためには、対象とする噴火よりも古いマグマ活動に関する情報も必要となってくる。

### マグマシステムとマグマ滞留時間

マグマ滞留時間がマグマシステムによってどのように違うかについて、特にカルデラ火山については Costa (2008) のレビューがある。

図 2.5-3 に、ジルコンの U-Pb および U-Th 年代から算出される“マグマ滞留時間”と噴出物体積との関係 (Costa, 2008) を示す。両者はほとんど相関せず、噴出物体積にかかわらず数万～数十万年を示す。これをマグマだまりの熱的寿命と比べると、体積が  $10^2 \text{ km}^3$  以上のものについては、“マグマ滞留時間”が熱的寿命の範囲内にあるので、実際にマグマが存在していたと考えて矛盾しない。一方、それより体積が小さなものは、熱的に“マグマ滞留時間”だけ維持できないので、これらの年代を与えるジルコンは「リサイクル」(古いマグマ活動などを起源とするもの) であると考えられている。

### 日本国内に適用する際の問題

以上、マグマ滞留時間に関してこれまで海外で実施された研究成果について述べた。これらの推定手法は、解釈に任意性が残ることや誤差が大きいことといった問題はあるが、手法としては日本国内でも実施可能である。

日本国内のカルデラ火山に適用する際の問題としては、古いマグマ活動に関する情報が不足している点が挙げられる。米国では、カルデラ火山システムの時間発展について、数百万年という長い時間スケールで議論が進められている。たとえば有名なイエローストーン・カルデラの場合、直近の巨大噴火 (Lava Creek Tuff) が 60 万年前、その前 (Mesa Falls Tuff) が 130 万年前、そのまた前 (Huckleberry Tuff) が 200 万年前、といった具合である (表 2.5-1)。一方、日本では、数十万年前より古い活動についてはあまり分かっていないことが多い。この場合、たとえばジルコンのリサイクルの問題が議論できなかつたり、カルデラ火山システムの長期的な時間発展が議論できないことになる。また、日本列島は変動が激しいため、100 万年単位で遡るとテクトニックセッティングそのものが変化してしまい、火山システム自体の変化以外の要因を考慮しなければならない、ということも考えられる。

もう 1 つの問題としては、ジルコン年代の火山岩への適用や、斑晶の累帯構造および元素拡散の解析を行なっている研究者が日本には少ない、という点も挙げられる。これについては、設備の充実や研究者の育成を進めることが望ましい。

### 文献

Allan, A. S. R., Morgan, D. J., Wilson, C. J. N. and Millet, M.-A. (2013) From mush to eruption in centuries: assembly of the super-sized Oruanui magma body. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **166**, 143-164.

Bachmann, O. (2011) Timescales associated with large silicic magma bodies. In *Timescales of magmatic processes: From core to atmosphere* (Dosetto, A. et al. ed), Wiley-Blackwell,

- Chichester, 212-230.
- Bachmann, O. and Bergantz, G. W. (2004) On the origin of crystal-poor rhyolites: extracted from batholithic crystal mushes. *J. Petrol.*, **45**, 1565-1582.
- Bachmann, O. and Bergantz, G. W. (2006) Gas percolation in upper-crustal silicic crystal mushes as a mechanism for upward heat advection and rejuvenation of near-solidus magma bodies. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **149**, 85-102.
- Bachmann, O. and Bergantz, G. W. (2008) The magma reservoirs that feed supereruptions. *Elements*, **4**, 17-21.
- Bindeman, I.N. and Simakin, A.G. (2014) Rhyolites - Hard to produce, but easy to recycle and sequester: Integrating microgeochemical observations and numerical models, *Geosphere*, **10**, 1-28.
- Burgisser, A. and Bergantz, G. W. (2011) A rapid mechanism to remobilize and homogenize highly crystalline magma bodies. *Nature*, **471**, 212-215.
- Cooper, K. M. and Kent, A. J. R. (2014) Rapid remobilization of magmatic crystals kept in cold storage. *Nature*, **506**, 480-483.
- Costa, F. (2008) Residence times of silicic magmas associated with calderas. *Developments in Volcanology*, **10**, 1-55.
- Druitt, T. H., Costa, F., Deloule, E., Dungan, M. and Scaillet, B. (2012) Decadal to monthly timescales of magma transfer and reservoir growth at a caldera volcano. *Nature*, **482**, 77-80.
- Gualda, G. A. R., Pamukcu, A. S., Ghiorso, M. S., Anderson Jr, A. T., Sutton, S. R. and Rivers, M. L. (2012b) Timescales of quartz crystallization and the longevity of the Bishop giant magma body. *PLoS ONE*, **7**(5): e37492.
- Huber, C., Bachmann, O., and Dufek, J. (2012) Crystal-poor versus crystal-rich ignimbrites: A competition between stirring and reactivation. *Geology*, **40**, 115-118.
- Ito, H. (2012) Zircon U–Th–Pb dating using LA-ICP-MS: Simultaneous U–Pb and U–Th dating on the 0.1 Ma Toya Tephra, Japan. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **289**, 210-223.
- 小屋口剛博 (2008) 火山現象のモデリング. 東京大学出版会, 638pp.
- Koyaguchi, T. and Kaneko, K. (2000) Thermal evolution of silicic magma chambers after basalt replenishments. *GSA Spec. Pap.*, **350**, 47-60.
- Marsh, B. D. (1988) Crystal size distribution (CSD) in rocks and the kinetics and dynamics of crystallization I. Theory. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **99**, 277-291.
- Marsh, B. D. (1998) On the interpretation of crystal size distributions in magmatic systems. *J. Petrol.*, **39**, 553-599.
- Marsh, B.D. (2015) Magmatism, magma, and magma chambers. In *Treatise on Geophysics (Second Edition)* (Schubert, G. ed), Elsevier, 273-323.
- Streck, M.J. (2014) Evaluation of crystal mush extraction models to explain crystal-poor rhyolites. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **284**, 79-94.



東宮昭彦 (2016) マグマだまり : 噴火準備過程と噴火開始条件. 火山, **61**(2), 印刷中.

Tomiya, A., Miyagi, I., Saito, G. and Geshi, N. (2013) Short time scales of magma-mixing processes prior to the 2011 eruption of Shinmoedake volcano, Kirishima volcanic group, Japan. *Bull. Volcanol.*, **75**:750, doi 10.1007/s00445-013-0750-1.

### 3 火山モニタリング評価のための調査研究

#### 3.1 カルデラ噴火前兆評価シミュレーション技術開発

##### 【実施内容】

カルデラ大規模噴火の前兆現象（準備過程）を地殻変動観測の中に捉える指針を得るために、数値実験モデル等を使って、マグマだまりの消長に対する地殻・マン托ルの粘弾性応答を詳しく検証する必要がある。大規模カルデラ噴火に至るマグマだまりの場合、これまで主に注目されていた上部地殻におけるマグマの挙動だけではなく、より深部の中部・下部地殻における挙動も視野に入れなければならない。そして、そこにおいては、弾性応答のみならず、粘弾性応答を考慮することが大切になる。本研究においては、3次元並列有限要素モデルを用いて、シル状マグマだまりの消長に対する地殻・マン托ルの粘弾性応答が地表面変動にどう反映されるのかを予測した。マグマだまりの概要を規定するパラメータ、地殻・マン托ルのレオロジー構造を規定するパラメータ、これらのパラメータに対する地表面変動の依存性を明らかにすることで、火山性地殻変動メカニズムを良く理解し、また予測された変動パターンにもとづき、火山帯における測地観測の新しい見方を提案した。

##### 【研究成果】

#### 3.1.1. はじめに

地殻変動から地下におけるマグマ活動を理解するには、理論モデル等を使って、マグマの活動がどのような形で地表面変動に現れるのかを予め良く知っておく必要がある。GPS, GNSS, そして InSAR などの衛星測地観測技術の発達により地表面変動の様子を詳細に捉えることが可能になってきた (e.g., Hager et al., 1991; Massonnet and Feigl, 1998)。しかし、観測された変動に意味を持たせるのは理論モデルである。我々がある地殻変動観測を見て、それがある特定の力源によりもたらされた変動であると言えるのは、あらかじめ仮定した力源による理論モデルの振る舞いを経験的に知っているからである。我々は、何かしらの仮定をした理論モデルの振る舞いに沿ってしか観測量を理解できないので、新しい観測量の見方を獲得するには、理論モデルの振る舞いをよく理解し、そこからどういう観測量が新たな視点を与えてくれるのかを見出していかなければならない。

火山性地殻変動に関する理論モデルとして、半無限弾性体の圧力点源に対する応答を記述した茂木モデル (Mogi, 1958) が広く用いられている。その中心の深さが  $f$  で静水圧を持つ半径  $a$  の球体を仮定したマグマだまりの内圧変化  $P$  による地表面変位を求めているが(記号は原著論文に従う)、その解の導出は Yamakawa (1955) に従っている; Mogi (1958) が最初にその解を導出した研究ではなく、さらにその数学的記述を最初に用いた研究でもなく、Anderson (1936), Mindlin and Cheng (1950), McCann and Wilts (1951), Sen (1951), Maruyama (1964) などがそれに先行している。茂木モデルにおいては、マグマだまりの深さ  $f$  がマグマだまりの半径  $a$  よりも十分大きい ( $a/f \ll 1$ ) という仮定をしており、それがゆえに圧力点源モデルとして知られている。

茂木モデルのような圧力点源モデルは多くの研究に用いられてきたが、いくつかの深刻な問題を孕んでいる (e.g., Dieterich and Decker, 1975; Davis, 1986; McTigue, 1987) : (1) マグマだま

りの深さ  $f$  がマグマだまりの半径  $a$  よりも十分大きい ( $a/f \ll 1$ ) と仮定できないほどにマグマだまりが浅く大きい場合がある, (2) 観測された地表面変位からマグマだまりのサイズと圧力(あるいは変位)変化を同時にユニークに決定することができない, (3) マグマだまり近傍の応力が特異となる, (4) 垂直・水平変位の両方を説明できない観測がある. これらの問題を解決すべく, より複雑な形状, そして有限サイズのマグマだまりなどを扱った解析解が得られているし (e.g., Davis et al., 1974; Davis, 1986; McTigue, 1987; Wu and Wang, 1988; Yang et al., 1988; Fialko et al., 2001a), また, 有限要素法を用いた解析も盛んに行われている (e.g., Dieterich and Decker, 1975).

上述の定量的理論モデルを用いてこれまでなされてきたことは, マグマだまりの消長過程それ自体における山体膨張や収縮というむしろ短時間の地殻変動観測から, マグマだまりの深さや圧力変化・体積変化を求めることであった. そして, そこにおいては, 弾性体モデルだけでなく (e.g., Mogi, 1958; Davis et al., 1974; Davis, 1986; Okada, 1985; Bianchi et al., 1987; McTigue, 1987; Yang et al., 1988; Okada, 1992; De Natale and Pingue, 1993; De Natale et al., 1997; Williams and Wadge, 1998; Fialko et al., 2001b; Troise et al., 2003; Bonaccorso et al., 2005; Lungarini et al., 2005; Masterlark, 2007; Bonaccorso et al., 2010; Geyer and Gottsmann, 2010; Currenti et al., 2011ab), 粘弾塑性体 (e.g., Chery et al., 1991), 弾塑性体 (e.g., Trasatti et al., 2005; Currenti et al., 2010), 粘弾性体 (e.g., Bonafede et al., 1986; Dragoni and Magnanensi, 1989; Newman et al., 2001; Del Negro et al., 2009; Hickey et al., 2013) など様々なレオロジーモデルを用いられてきた. 弾性体モデルの場合, しかし, 求められた余剰圧力は弾性強度限界を超えるような値で, より小さな余剰圧力で観測変位量を得られる説明が求められていた. その説明として, 弾塑性や粘弾性変形メカニズムが導入され始めたわけである. 弾塑性体モデルにおいては, 降伏応力以上の応力が作用した場合, 塑性変形が励起され, 弾性変形以上の変形量が生み出される. つまり, 観測された変位量を得るために必要となる余剰圧力は小さくて済むわけである. 弾性体モデルと同様に, 弾塑性体モデルの場合, 力源に対する即時応答として解かれるので, 観測された時間変化はマグマだまりの余剰圧力変化と理解されることになる. また, この場合, 圧力変化は体積変化と同等である (e.g., Bonafede et al., 1986; Segall, 2010).

一方, 粘弾性変形の場合, 与えた余剰圧力に対する弾性応答の後に, 時間に依存した粘弾性変形が引き続き起こる. マグマだまりの消長過程から遅延してではあるが弾性変形以上の変形を得ることができるので, 観測された変位量を説明するのに求められる余剰圧力は小さくて済むことになるのは, 弾塑性体モデルと同様である. しかし, 余剰圧力が一定であっても, 体積変化に時間依存性が生じることになり, 弾性・弾塑性体モデルのように余剰圧力変化=体積変化ということにならない. また, 粘弾性体モデルを考慮した研究においては, 媒質全体が粘弾性体であるとしたものもあれば, マグマだまりの周囲のみが粘弾性体と仮定したものもある (e.g., Dragoni and Magnanensi, 1989; Newman et al., 2001).

本研究では, マグマだまりの消長過程における変動だけでなく, その後の変動も考慮したもう少し長い時間スケールにおける火山性地殻変動を粘弾性応答の観点から理解していくことにする. 上述のように, これまでの火山性地殻変動に関する定量的モデルの多くは, マグマだまりが非常に活動的になり余剰圧力が変化した時の, その変化に対する地表面変動を予測するようなものであった (e.g., Mogi, 1958; Dieterich and Decker, 1975; Dragoni and Magnanensi, 1989;

Dvorak and Dzurisin, 1997; Dzurisin, 2000; Fialko et al., 2001ab; Pritchard and Simons, 2002; Del Negro et al., 2009). つまり、マグマ活動が非常に活発になってからその様子を捉えようとする研究である。しかし、我々が理想とするのは、マグマ活動が活発になる前に地殻の中にマグマが溜まっているか否かを知ることである。すでに溜まっているマグマの存在を知るには、むしろ静穏期の変動ともいえる粘弾性緩和過程に注目し、その振る舞いからマグマだまりの時空間スケールの概要を制約することに取り組んでいかねばならないだろう。

そのような目的を持って、地殻内におけるマグマの活動に対する線形マックスウェル粘弾性体の振る舞いを、有限要素法に基づき構築した数値実験モデルにより解析した。本研究では主に次の点について詳しく検証した：マグマだまりの深さや体積変化に依存したモデルの振る舞いの検証、弾性層に対するマグマだまりの相対的位置関係に依存したモデルの振る舞いの検証、地表面で観測される地殻変動からマグマだまりの形状をどれほど捉えることができるのかの検証、水平方向あるいは鉛直方向に移動するマグマを地殻変動観測でどう追跡できるのかの検証、マグマだまりの消長の時間スケールと地殻・マン托ルのマックスウェル緩和時間の比に沿ってモデルの振る舞いを記述し、実際に観測される地殻変動がマグマだまりの消長を優位に表しているのか、あるいは、地殻・マン托ルに粘弾性緩和を優位に表しているのかを区別するための検証。また、本研究では、今後の研究に備えて、予備的に粘性率の深さ依存性を考慮して、それによるモデルの振る舞いも検証した。

地形効果やカルデラ構造効果が重要であるとする研究がある (e.g., De Natale and Pingue, 1993; De Natale et al., 1997; Williams and Wadge, 1998; Trasatti et al., 2001; Bonaccorso et al., 2005; Lungarini et al., 2005; Bonaccorso et al., 2010; Currenti et al., 2011ab)。しかしここではそれらの効果は無視することにする。そもそもそれらの効果はマグマだまりの位置をより正確に求めるために確認されたものである。正確さだけを求めるなら他の数えきれないほどの効果も同時に考慮しなければならないだろう。しかしそのようなことが本研究の目的ではない。本研究の目的は、各火山体毎で異なる地形効果といった個別的要素に依存しない、より一般的な火山性地殻変動の様子を、その時間変化の中に見出ししていくことにある。

### 3.1.2. 数値実験モデル

本研究の数値実験で用いた 3 次元有限要素モデルの模式図を図 3.1-1 に示す。3 次元並列化有限要素コード OREGANO\_VE (e.g., Yamasaki et al., 2010; Yamasaki and Houseman, 2012ab; Yamasaki et al., 2014; Yamasaki and Houseman, 2015) を用いて、地殻内におけるマグマだまりの消長に対する地殻・マン托ルの線形粘弾性応答の振る舞い、特に地表面における垂直変動を定量的に記述する。変数はすべて無次元化されており、長さスケールは基準長さ  $L_0$  (地殻の厚さ)、変位スケールは基準変位  $d_0$  (マグマだまりの厚さ)、粘性率は基準粘性率  $\eta_{c0}$  (地殻の底での粘性率)、時間は基準粘性率にもとづくマックスウェル緩和時間  $\tau_0 (= \eta_{c0}/\mu$ , ここで  $\mu$  は剛性率) で、それぞれ無次元化され、変数にダッシュ (') を付けて無次元変数を表すことにする。

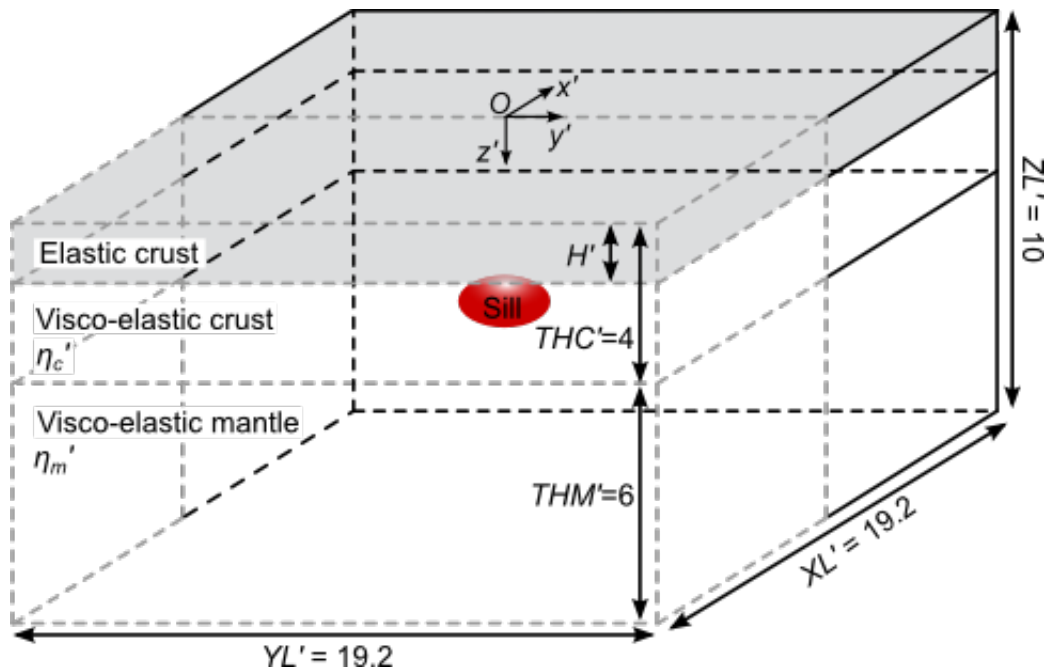


図 3.1-1 本研究における数値実験で用いた3次元有限要素モデルの模式図. 変数は全て, 基準長さ  $L_0$ , 基準変位  $d_0$ , 基準粘性率  $\eta_0$ , 基準粘性率にもとづくマクスウェル緩和時間  $t_0 (= \eta_0/\mu$ , ここで  $\mu$  は剛性率)を用いて, 無次元化する. 右手系に従う座標の原点をモデル上面の中心におき,  $z' = 0$  を地表面とする. モデル領域は, 厚さ  $Z_L' = 10$ , 幅  $Y_L' = 19.2$ , 奥行き  $X_L' = 19.2$  の次元を持ち, 次の境界条件で制約する; モデル上面には  $x, y, z$  の3方向全ての方向のトラクション 0, 底面及び全ての側面には, それぞれの面に垂直な変位が 0, 水平トラクションが 0, という条件を与える. また, 領域内は地殻とマントルから構成されており, 地殻は  $THC' = 4$  の厚さを持ち, 上部の弾性層と下部の粘弾性層の力学的二層をなしている; 上部弾性層には  $\eta' = 10^{20}$  という非常に高い粘性率を与え弾性層と近似する. 粘弾性地殻の粘性率  $\eta_c'$  は  $\eta_c' = \eta_{c0}' \exp(c(1 - z'))$  で規定する. マントルは粘弾性層のみで構成され, その粘性率  $\eta_m'$  は一様であるとする. 弾性定数(ポアソン比  $\nu = 0.25$ , ヤング率  $E' = E/\mu = 2(1 + \nu) = 2.5$ )はモデル全体で一様であるとする. シル状マグマだまりの消長は Melosh and Raefsky (1981) のスプリットノード法を用いて導入する.

右手系座標に従った直方体モデル領域は, 座標原点 (O) が地表面の中心に位置しており,  $z$  方向に厚さ  $Z_L' = 10$  を持ち, 水平方向には  $(X_L' = 19.2) \times (Y_L' = 19.2)$  の次元を有している. モデル領域は, 厚さが  $THC' = 4$  の地殻と厚さが  $THM' = 6$  のマントルで構成され, 地殻は上部の弾性層と下部の粘弾性層の力学的二層に分けられるが, マントルは粘弾性層のみとする. 変位・トラクション境界条件は次の通りである; モデル上面は  $x, y, z$  全ての方向のトラクションを 0 する, その他の境界面はスライディング境界条件とし, それぞれの面に垂直な方向の変位を 0 として水平方向のトラクションを 0 とする. このようなモデル領域内においてマグマだまりの消長を生じさせ, それに伴う地表面変動の時間変化を記述する. 簡単化のため, 重力の効果は無視し, 単純にマグマだまりの消長のみに対する粘弾性応答を観察する.

地殻・マントルの粘弾性応答の時空間発展は, それを駆動する力源と, それに対してどうい

応答をするのかを規定する地殻・マンツルのレオロジーに依存する。地殻・マンツルのレオロジーに関しては、モデル全体が線形マックスウェル粘弾性体の構成方程式に従うことにする。粘弾性地殻内の粘性率 $\eta_c'$ は、

$$\eta_c' = \eta_{c0}' \exp (c(1 - z')) \quad (1)$$

で規定されるとする。ここで $\eta_{c0}'$ は地殻の底での粘性率、 $c$ は粘性率の深さ依存性を規定する定数、 $z'$ は深さである。厚さ $H'$ の最上部層には非常に高い粘性率 $\eta' = 10^{20}$ を与えて、実質的には弾性層として振る舞うように近似している。一方、粘弾性マンツル内の粘性率は $\eta_m'$ で同様とする。また、弾性定数（ポアソン比 $\nu = 0.25$ 、ヤング率 $E' = E/\mu = 2(1 + \nu) = 2.5$ ）はモデル全体を通して同様とする。

マグマだまりの取り扱いとして、マグマだまりの余剰圧力を一定にしたもの、マグマだまりの膨張を変位で規定するものの主に二種類のモデルが、これまでの定量的モデルにおいて考えられてきた（Bonafede et al., 1986; Segall, 2010）。本研究においては、マグマだまりの消長を変位で規定し、与えられた体積変化に対する地殻・マンツルの粘弾性応答を記述する。変位に規定されるマグマだまりの消長は、Melosh and Raefsky（1981）により開発されたスプリットノード法を用いて有限要素モデルに導入する（これは Yamasaki and Houseman（2012a）によりすでに行われている）。

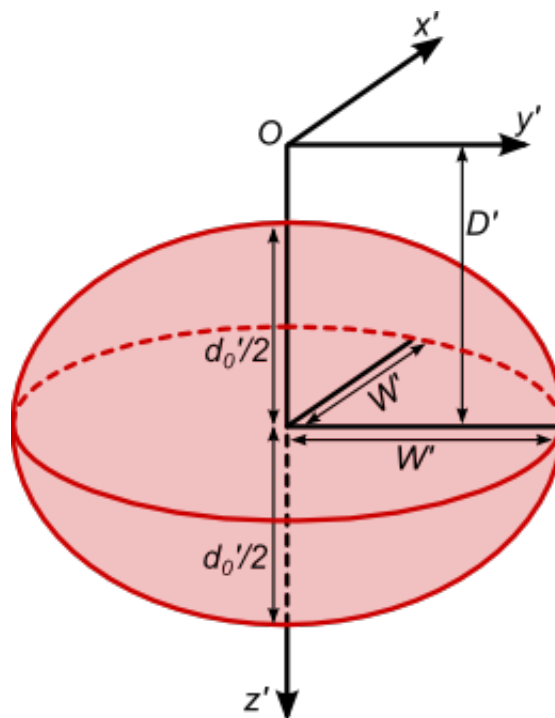


図 3.1-2 本研究で仮定したマグマだまり(シル状マグマだまり)の模式図。シル状マグマだまりの形状は回転楕円体で仮定して近似し、その3軸径;互いに等しく長さ $W'$ の水平2軸と、それよりも有意に短い長さ $d_0'$ の垂直軸で規定される。シル状マグマだまりの深さ $D'$ は、地表面からシルの中心までの深さで定義される。また、深さ $z' = D'$ 面上で与えるシル状マグマだまりの厚さは、 $x'$ 、 $y'$ に依存しており、式(2)を用いて、 $x' = y' = 0$ での厚さ $d_0'$ と $W'$ から求められる。

マグマだまりの形状は、シル状のマグマのだまりを想定して、回転楕円体と仮定する(図 3.1-2). それを規定するパラメータは、マグマだまりの3軸径; そのうちの赤道半径が等しく  $W'$ , 極半径はこれよりも短い  $d_0'/2$ , そして、回転楕円体の中心で定義される地表面からの測ったマグマだまりの深さ  $D'$ , を規定パラメータする.  $z' = D'$ の平面上で与えられるシルの厚さ  $d'$ は、座標  $x'$ と  $y'$ の関数であり、また時間に依存した関数とする. ある時間  $t'$ , 座標  $(x', y')$ での厚さは、その時間での  $x' = y' = 0$ における厚さ  $d_0'(t')$ から次の式により決められる:

$$d' = d_0'(t) \left( 1 - (x'/W')^2 - (y'/W')^2 \right)^{1/2} \quad (2)$$

以上のように、本研究における数値実験は、むしろ簡単な設定のもとに行う. それは、より複雑なモデルの振る舞い、ひいては、さらに複雑な自然現象を、順序良く正しく理解していくために必要なものである. このことは、計算の正しさをどうチェックするかという問題にも関わっている. 合理的な物理的説明を与えられない結果は、計算そのものが正しく行われたとは言い難くなってくる. 従って、合理的な説明がなされるように理解できる程度の複雑さにしておく必要がある. さらに、複雑なモデル計算の結果を説明するための、さらなるモデルが必要となることはむしろ非合理的となろう. それゆえ、事前に十分な考察を巡らせ、モデルを必要以上に複雑化しないことが現実的な取り扱いとなる.

### 3.1.3. 結果

#### 3.1.3.1 マグマだまりが瞬間的に膨張した場合の粘弾性応答

ここではシル状マグマだまりが瞬間的に膨張することに対する地殻・マンツルの粘弾性応答を記述する. 図 3.1-3 に  $d_0'$ の時間変化を示しているが、時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張し、 $d_0'$ が 100 という値に達したシル状マグマだまりは、時間  $t' > 0$  において、その厚さを保持し続ける.  $d_0'(t)$ は時間に依存しない一定の値を持つので、式(2)を次のように書き直す:

$$d_0'(t) = d_0' = 100 \quad (3)$$

このように、この節では、 $d_0'(t)$ とは書かず、単に  $d_0'$ と書くことにする. また、この節では、粘性率の深さ依存性は考えず; 式(1)における  $c$ は 0, さらに、地殻とマンツルの粘性率が同じとし、 $\eta_c' (= \eta_{c0}') = \eta_m' = 1$  とする.

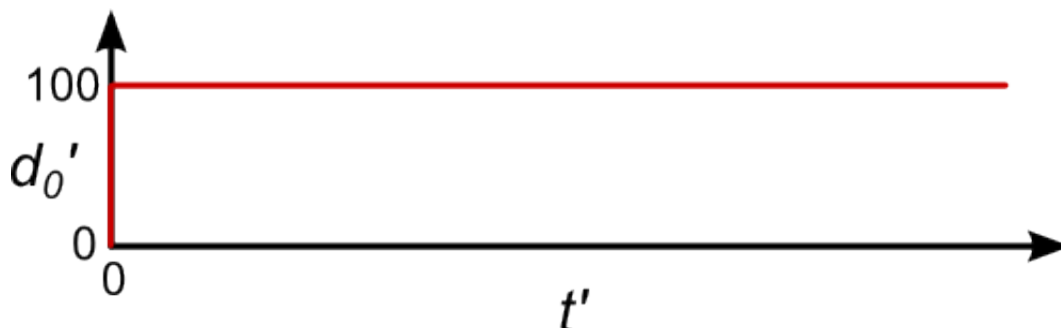


図 3.1-3 瞬間的にシル状マグマだまりが膨張する場合における、シル状マグマだまりの中心での厚さ  $d_0'$ の時間変化. 時間  $t' = 0$  で瞬間的に  $d_0'$ が 100 になりその後その厚さを保持し続ける.

### 3.1.3.1.1 シル状マグマだまりの深さ ( $D'$ ) や赤道半径 ( $W'$ ) への依存性について

図 3.1-4 に、深さ  $D' = 1$  で  $W' = 0.5$  を持つシル状マグマだまりが時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張した時の地表面隆起 (垂直変位,  $U_z'$ ) のコンターを、それぞれの時間毎; (a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ , で描いている。弾性層の厚さは  $H' = 1$ ;  $D' = H'$  なので弾性層と粘弾性層との境界でシル状マグマだまりが膨張した場合ということになる。初期弾性応答により、シル状マグマだまりの最大膨らみ  $d_0'$  の  $\sim 20\%$  程度の隆起量  $U_{z0}'$  (時間  $t' = 0$  での垂直変位) が得られる。また、その地表面隆起は、シル状マグマだまりの形状を素直に反映し、同心円状の空間分布を見せている; 隆起量の最大値はシル状マグマだまりの中心位置を真っ直ぐ地表面に伸ばした位置で得られる。

初期弾性応答で得られた地表面隆起は、時間  $t' > 0$  で生じる粘弾性緩和により、時間とともに減じられていく (図 3.1-4b, c, d)。それぞれの時間における  $U_z'$  の最大値は、シルの中心位置を真っ直ぐ地表面に伸ばした位置で得られ、その値は、時間  $t' = 1, 5, 10$  のそれぞれで、 $d_0'$  の  $\sim 16\%$ ,  $\sim 5\%$ ,  $\sim 0.8\%$  となっている。このように、シルの膨張により地表面は隆起するが、その隆起は粘弾性応答により時間とともに減じられていく; 隆起量は減じられても同心円状の空間分布を保っている。

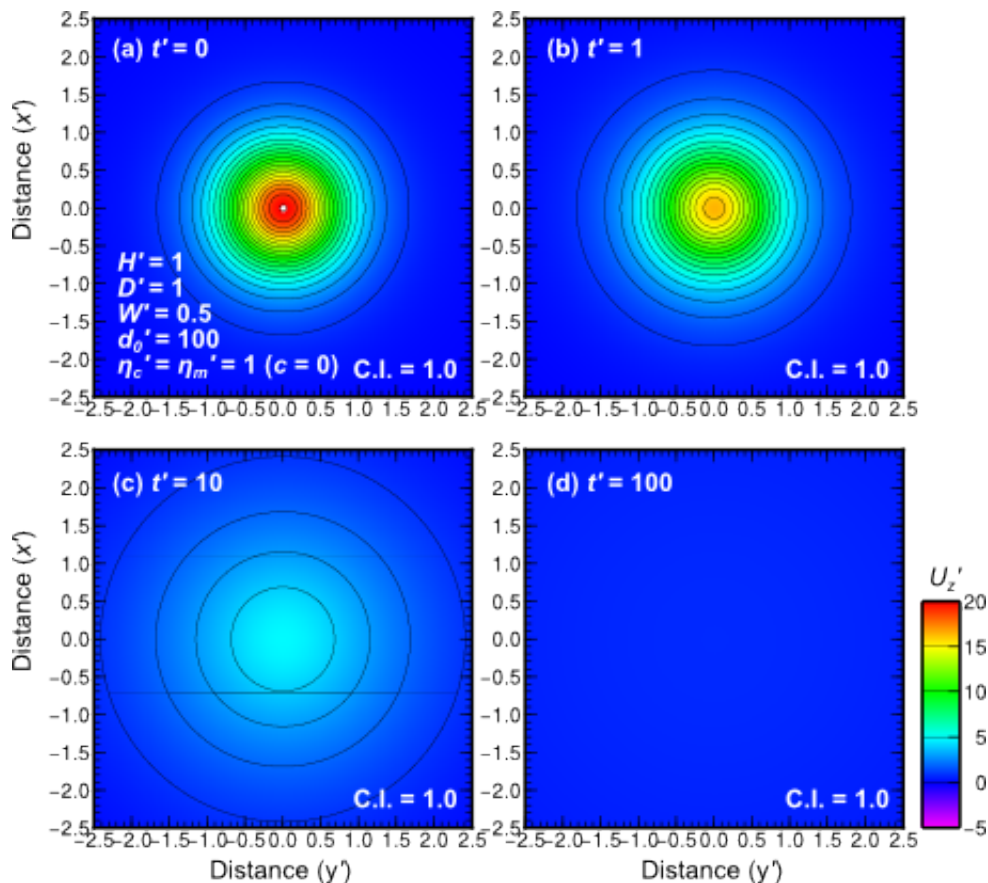


図 3.1-4 シル状マグマだまりの膨張時とその後の変位の分布。地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ 。シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張。(a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$  における。  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ 。コンター間隔は 1。



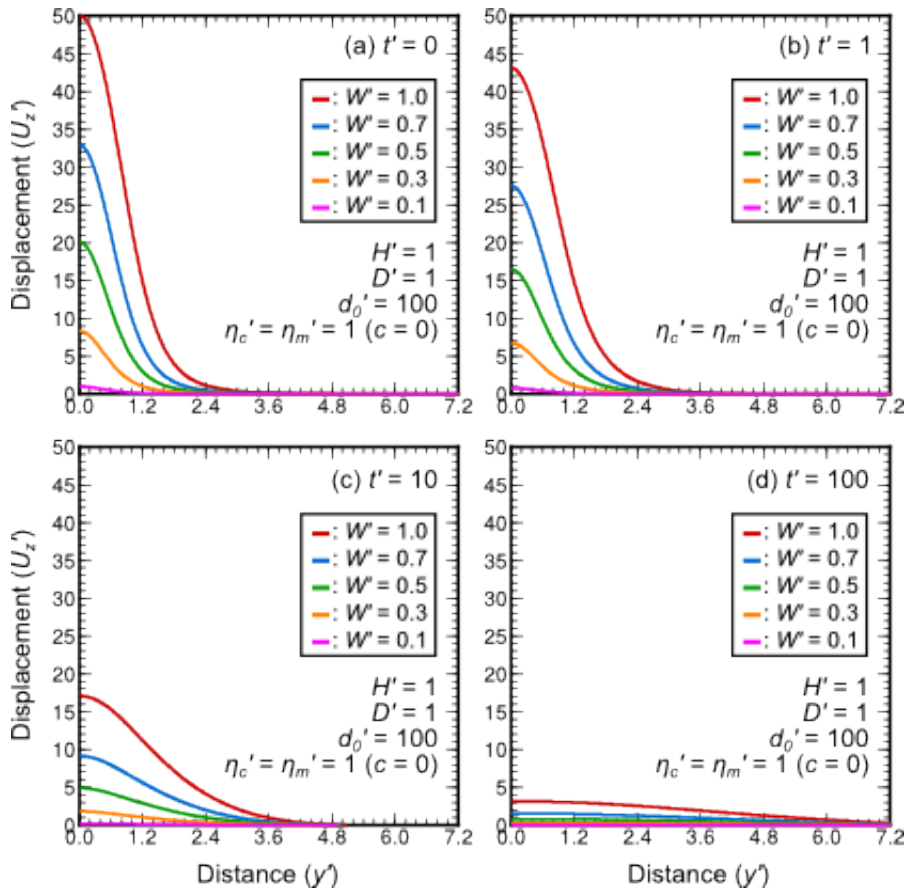


図 3.1-5 シル状マグマだまりの膨張時とその後の変位プロファイル.  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位  $U_z'$  のプロファイル. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ . (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ .  $H' = 1, D' = 1, d_0' = 100, \eta_c' = \eta_m' = 1, c = 0$ .

図 3.1-5 は、地表面隆起  $U_z'$  の  $x' = 0$  の  $y'$  に沿うプロファイルが、シル状マグマだまりの赤道半径 ( $W'$ ) に依存して、どのような時間変化を見せるのかを示している。時間  $t'$  は、(a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$  で、 $W'$  は、(赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$  である。他のモデルパラメータは、 $H' = 1, D' = 1, \eta_c' = \eta_m' = 1 (c = 0)$ 、としている。時間  $t' = 0$ 、座標  $y' = 0$  での初期弾性変位  $U_{z0}'$  は  $W'$  に依存し、 $W' = 1$  の場合  $d_0'$  の  $\sim 50\%$ 、 $W' = 0.7$  の場合  $d_0'$  の  $\sim 33\%$ 、 $W' = 0.5$  の場合  $d_0'$  の  $\sim 20\%$ 、 $W' = 0.3$  の場合  $d_0'$  の  $\sim 8\%$ 、 $W' = 0.1$  の場合  $d_0'$  の  $\sim 1\%$ 、となっている。また、 $W'$  は隆起の波長も支配しており、 $W'$  が大きいほど隆起の波長は大きくなるという関係を観察できる。そしてこのことは、時間が経過して隆起量が減じられていく過程においても同じことが言える；ある特定の時間において隆起の波長はあくまでも  $W'$  が大きいほどそれは大きいということ。しかし、その波長は、時間の経過とともに、つまり粘弾性緩和の進行とともに隆起量が減じられるにつれて、大きくもなっていくことも観察される。

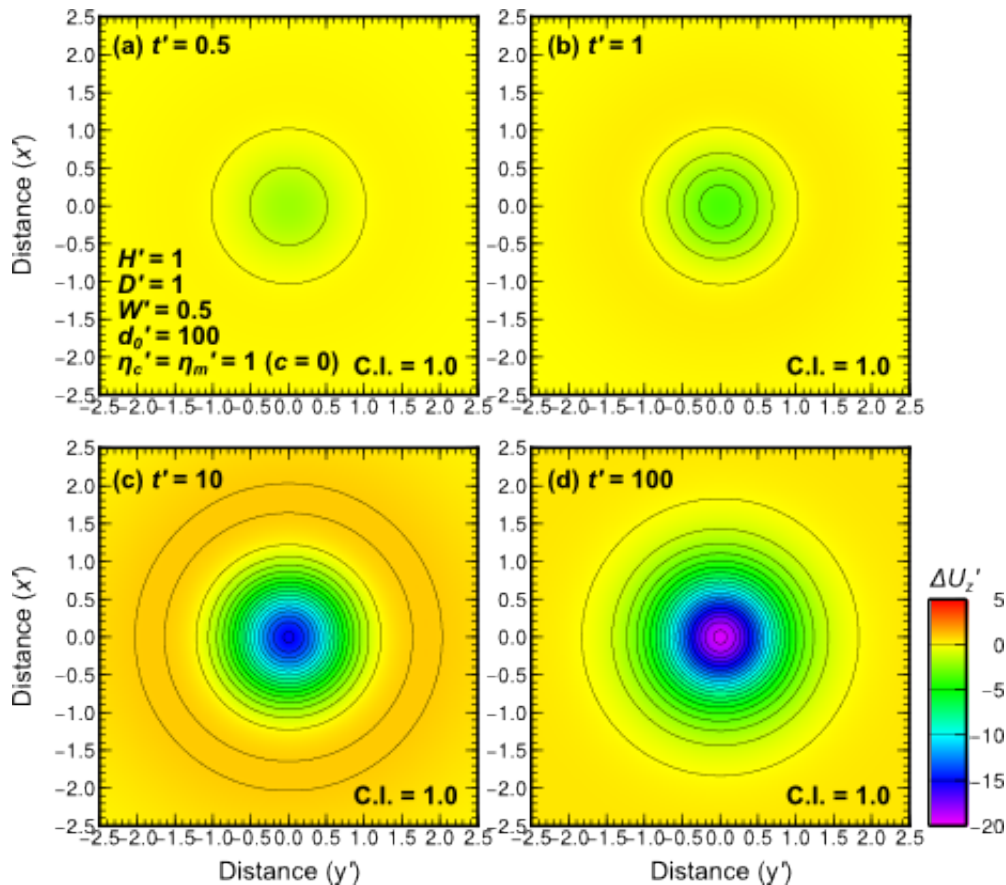


図 3.1-6 シル状マグマだまりの瞬間的膨張後の粘弾性緩和にともなう変位変化の分布.  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位変化  $\Delta U_z'$ . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1, D' = 1, W' = 0.5, d_o' = 100, \eta_c' = \eta_m' = 1 (c = 0)$ . コンター間隔は 1.

粘弾性緩和過程を良く理解するために、隆起量（垂直変位、 $U_z'$ ）の変化  $\Delta U_z'$  が時間とともにどのように発展していくのかを見ていく。図 3.1-6 は、時間  $t' = 0$  に対する変位量の違い、つまり  $\Delta U_z' (= U_{z0}' - U_{zt}')$ ；ここで  $U_{z0}'$  は時間 0 での変位、 $U_{zt}'$  は時間  $t'$  での変位、のコンターを示している。モデルのパラメータ値は、 $H' = 1, D' = 1, W' = 0.5, \eta_c' = \eta_m' = 1 (c = 0)$ 、である。(a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ 。  $\Delta U_z'$  のコンターは同心円状の分布を示している。このことが地表面隆起の同心円状分布を保たせている(図 3.1-4)。

図 3.1-7 に、地表面変位  $\Delta U_z'$  のプロファイルが、シル状マグマだまりの赤道半径 ( $W'$ ) に依存して、時間とともにどのように変化していくのかを示している。  $\Delta U_z'$  もしっかりと  $W'$  に依存している。まず、座標  $y' = 0$  での変位に注目してみる。  $W' = 0.5$  の場合、時間  $t' = 0.5, 1, 10, 100$  における  $\Delta U_z'$  は、それぞれ  $U_{z0}'$  の 10%, 20%, 75%, 95% となっている。同じく、  $W' = 1.0$  の場合、時間  $t' = 0.5, 1, 10, 100$  における  $\Delta U_z'$  は、それぞれ  $U_{z0}'$  の 8%, 14%, 66%, 94% である。さらに、  $W' = 0.1$  の場合、時間  $t' = 0.5, 1, 10, 100$  における  $\Delta U_z'$  は、それぞれ  $U_{z0}'$  の 10%, 20%, 78%, 96% であり、時間  $t' = 10$  までに  $U_{z0}'$  のほとんどが緩和されてしまっている。

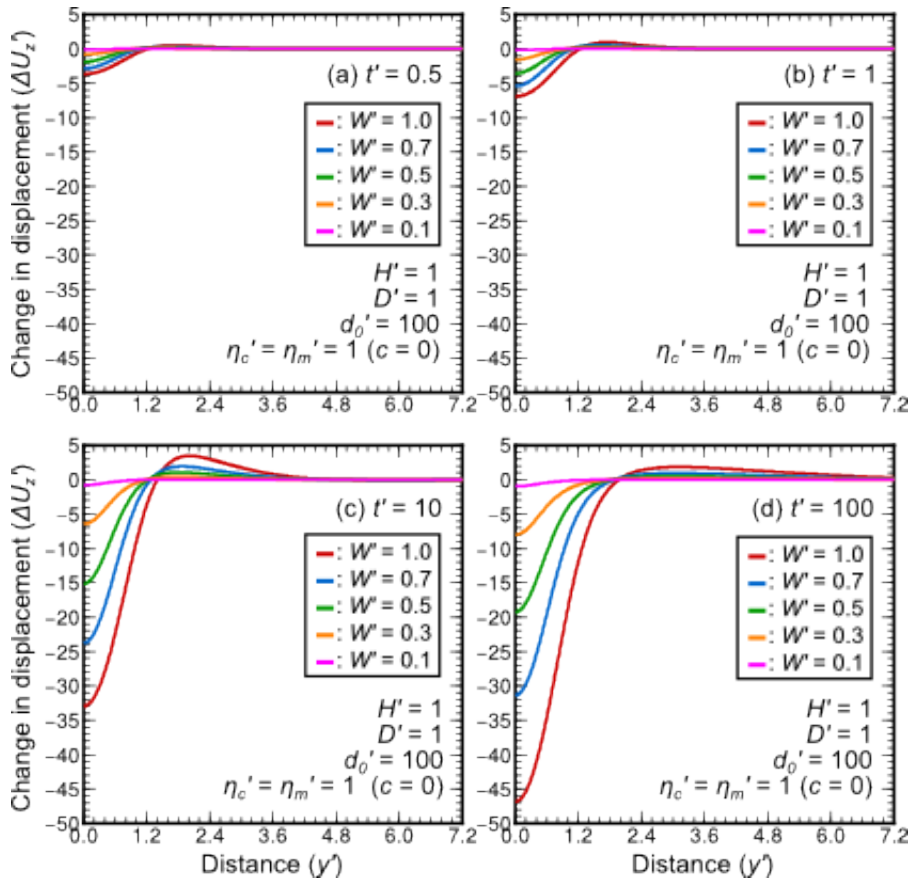


図 3.1-7 シル状マグマだまりの膨張後の粘弾性緩和による変位変化のプロファイル。z' = 0, x' = 0 上の y' に沿った垂直変位変化  $\Delta U_z'$ 。シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張。(a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ 。(赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ 。  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ 。

粘弾性緩和による変位量は  $W'$  が大きいほど大きくなる。それは、 $W'$  が大きいほどシルの膨張により再分配される応力量、つまり緩和される応力量も大きくなる、からである。このように変位量は、 $W'$  が大きくなるに従い大きくなる、しかし、初期隆起量に対する変位量の比(%)は  $W'$  が大きいほど小さくなることが分かった。このことの物理的な意味についてよく考え、それを明らかにしていくことは大変興味深い。

図 3.1-7 に示されるモデルの振る舞いにおけるもうひとつの特徴は、変位変化のプロファイルの波長も  $W'$  に依存していることである。変位の波長の  $W'$  への依存性と同じく、 $W'$  が大きいほど変位変化の波長は大きくなる。 $W'$  が大きいほどより広範囲に変位変化が励起される。しかしそのことがよく認識されるのは時間  $t'$  が 10 以上においてであって、その時間まではなかなかその特徴を捉えるのは難しそうである。

さて、ここまでのモデルの振る舞いは、シル状マグマだまりが膨張する深さを  $D' = 1$  で固定し、シル状マグマだまりの赤道半径( $W'$ )への依存性を考慮しながら、モデルの振る舞いを記述した。しかし、モデルの振る舞いは  $D'$  にも依存する。そこで、次に、 $D'$  への依存性も考慮して、より複雑性に富んだモデルの振る舞いを記述していくことにする。

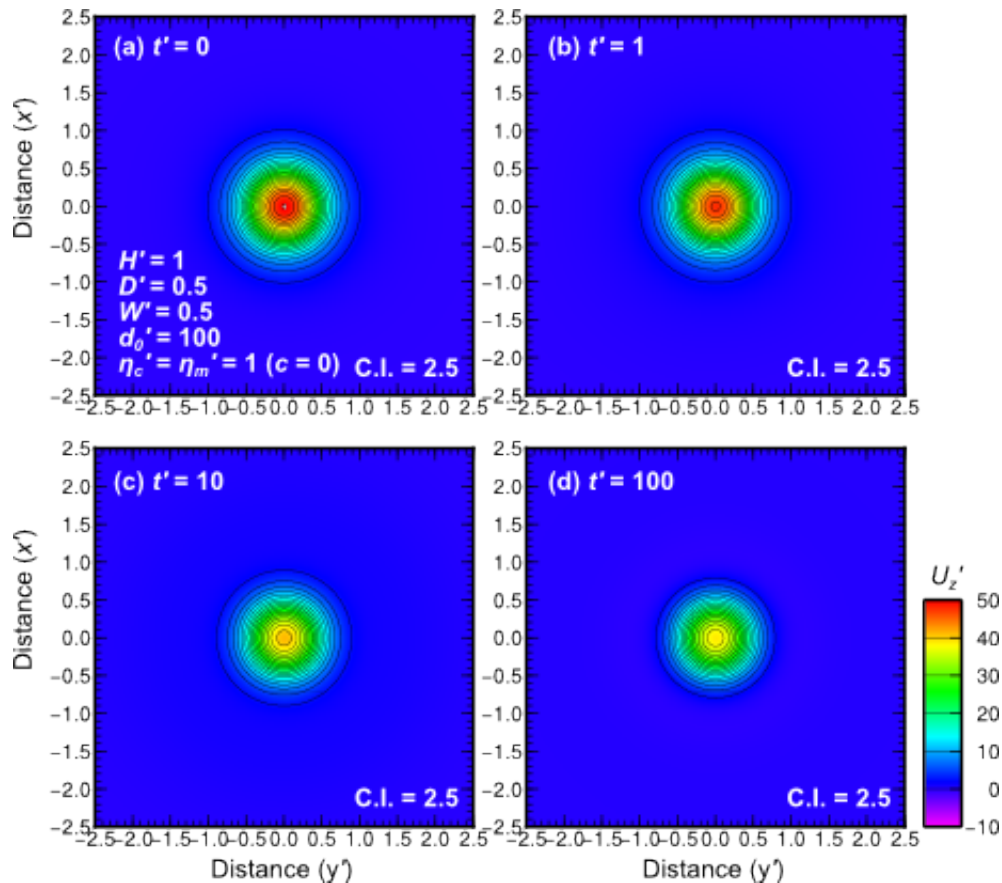


図 3.1-8 シル状マグマだまりの膨張時とその後の変位の分布. 地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ . (a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$  における.  $H' = 1$ ,  $D' = 0.5$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ . コンター間隔は 2.5.

図 3.1-8 は、深さ  $D' = 0.5$  で赤道幅  $W' = 0.5$  を持つシル状マグマだまりが瞬間的に膨張した時の地表面隆起(垂直変位,  $U_z'$ )のコンターを、それぞれの時間毎; (a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ , に示している. 他のモデルパラメータは図 4 の場合と同じ.  $H' = 1$  であるのに対して  $D' = 0.5$  なので、弾性層内でのシル状マグマだまりの膨張ということになる. 初期弾性応答による地表面隆起は  $d_0'$  の 50% になる. これは図 4 で示した  $D' = 1$  の場合よりも大きい、それは膨張がより浅部で生じたからである. ところで、 $D' = 1$  (図 3.1-4) では、弾性応答で得られた初期隆起が時間の経過とともに減じられていき、時間  $t' = 100$  までにほとんど隆起は消滅していた. しかし、 $D' = 0.5$ , つまり弾性層内でシル状マグマだまりが膨張した場合、時間  $t' = 100$  においても、 $d_0'$  の 40% 程度の隆起量が保持されている. シル状マグマだまりの瞬間的膨張により弾性層内に再分配された応力は一切緩和されない. つまり同じ体積変化がシル状マグマだまりの膨張で起こっても、どの程度の応力が弾性層に、あるいは粘弾性層に、再分配されるかで、その後の応答が大きく異なってくる. 弾性層で膨張した、あるいは、より弾性層に近い深さで膨張した場合に、より多くの応力がその後の緩和を一切許さない弾性層に分配されるであろうことは、容易に考えられる.

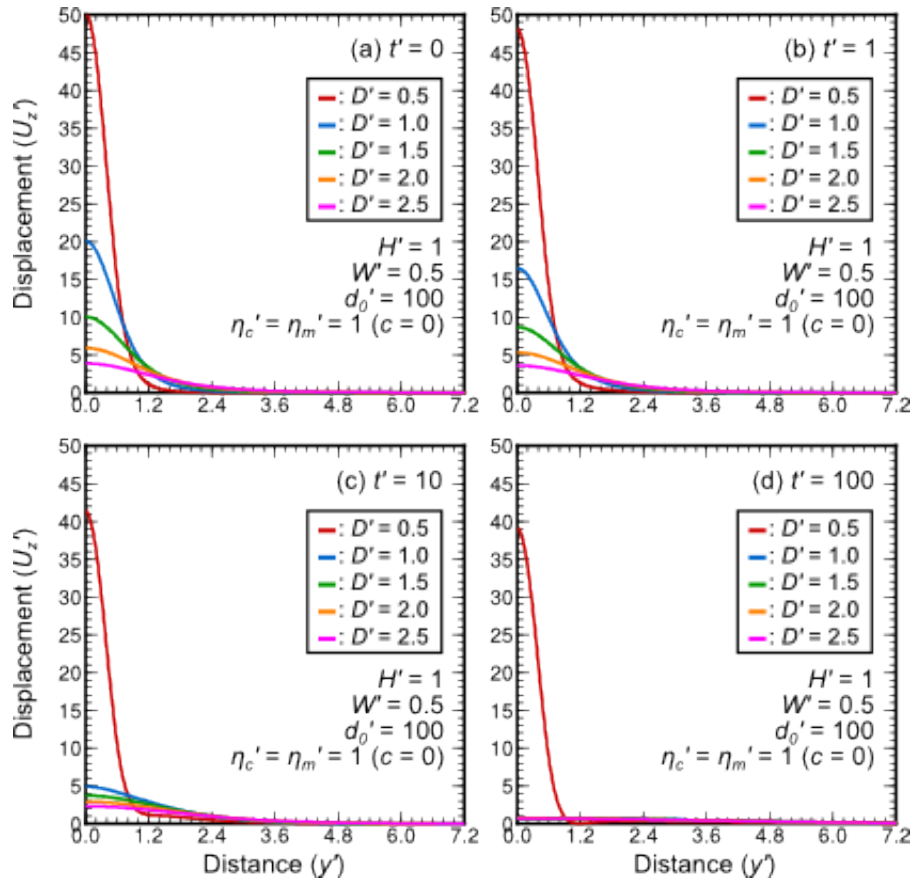


図 3.1-9 シル状マグマだまりの膨張時とその後の変位プロファイル.  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位  $U_z'$  のプロファイル. (a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ . (赤)  $D' = 0.5$ , (青)  $D' = 1.0$ , (緑)  $D' = 1.5$ , (橙)  $D' = 2.0$ , (桃)  $D' = 2.5$ .  $H' = 1, W' = 0.5, d_0' = 100, \eta_c' = \eta_m' = 1, c = 0$ .

図 3.1-9 には、地表面隆起  $U_z'$  の  $x' = 0$  上の  $y'$  に沿うプロファイルが、シルの深さ ( $D'$ ) に依存して、どのような時間変化を見せるのかを示している。時間  $t'$  は、(a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$  で、 $D'$  は、(赤)  $D' = 0.5$ , (青)  $D' = 1.0$ , (緑)  $D' = 1.5$ , (橙)  $D' = 2.0$ , (桃)  $D' = 2.5$  である。他のモデルパラメータは、 $H' = 1, W' = 1, \eta_c' = \eta_m' = 1 (c = 0)$ , である。時間  $t' = 0$ , 座標  $y' = 0$  での変位に注目すると、 $D'$  が小さいほど初期弾性応答による隆起量  $U_{z0}'$  は大きくなっている。その  $U_{z0}'$  は、 $D' = 0.5$  の場合は  $d_0'$  の 50%,  $D' = 1.0$  の場合は  $d_0'$  の  $\sim 20\%$ ,  $D' = 1.5$  の場合は  $d_0'$  の  $\sim 10\%$ ,  $D' = 2.0$  の場合は  $d_0'$  の  $\sim 6\%$ ,  $D' = 2.5$  の場合は  $d_0'$  の  $\sim 4\%$ , である。初期弾性応答にともなう隆起は、その後粘弾性応答により時間の経過とともに減じられていく。しかし、 $D' = 0.5$  の場合、図 8 の説明にも書いた通り、隆起の減少量は、他の  $D'$  値の場合に比べて、かなり限定されていることが良くわかる。

図 3.1-10 には、図 3.1-6 と同じく、時間  $t' = 0$  に対する変位量の違い、つまり  $\Delta U_z' (= U_{z0}' - U_{zt}')$ ; ここで  $U_{z0}'$  は時間 0 での変位、 $U_{zt}'$  は時間  $t'$  での変位、のコンターを示している。時間は、(a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 10$ 。他のモデルのパラメータの値は、 $H' = 1, D' = 1, W' = 0.5, \eta_c' = \eta_m' = 1$ , である。 $\Delta U_z'$  のコンターは同心円状の分布を示しながら、時間とともに減少しているが、その減少量は  $D' = 1$  の場合(図 3.1-6)に比べて、かなり限定されている。

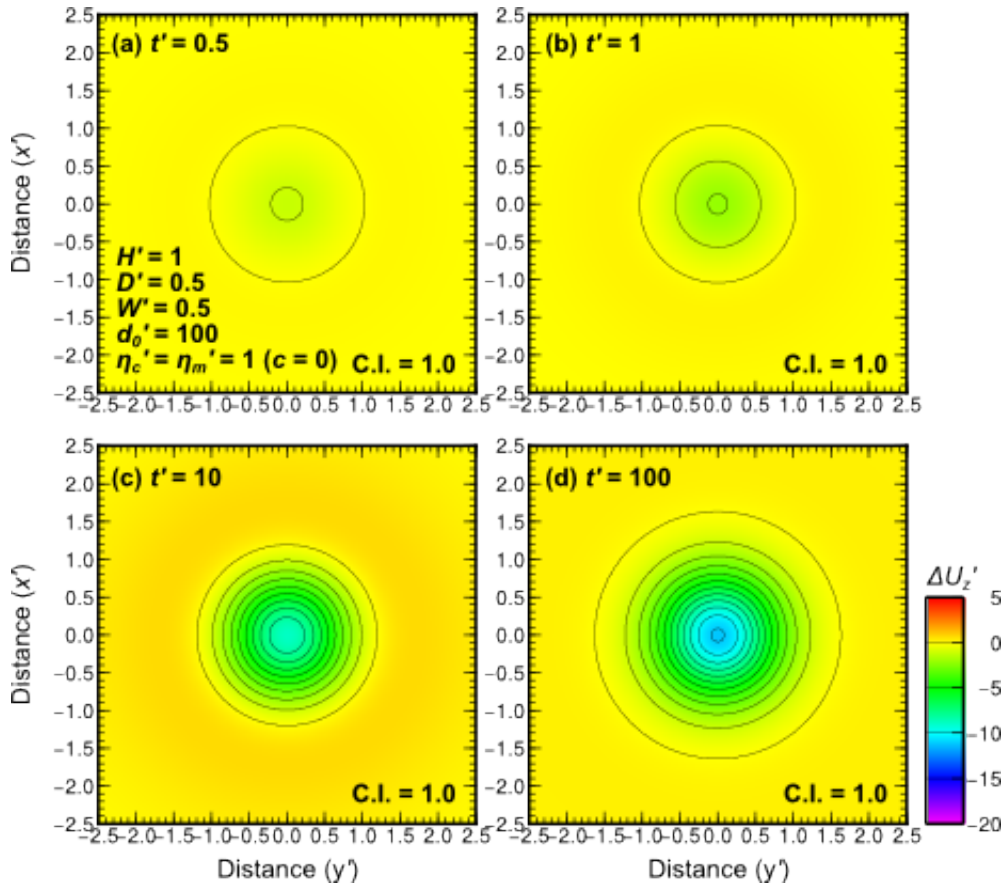


図 3.1-10 シル状マグマだまりの瞬間的膨張後の粘弾性緩和にともなう変位変化の分布.  $z' = 0$ ,  $x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位変化  $\Delta U_z'$ . (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$  における.  $H' = 1$ ,  $D' = 0.5$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

図 3.1-11 に、地表面変位  $\Delta U_z'$  の  $x' = 0$  上の  $y'$  に沿ったプロファイルが、シルの深さ ( $D'$ ) に依存して、時間とともにどのように変化していくのかを示している.  $D'$  は、(a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ , (e)  $D' = 2.0$ , (f)  $D' = 2.5$ . それぞれのパネルにおける時間  $t'$  は、(赤)  $t' = 0$ , (青)  $t' = 0.5$ , (緑)  $t' = 1$ , (橙)  $t' = 5$ , (桃)  $t' = 10$ , (黄)  $t' = 50$ , (紫)  $t' = 100$ . 上で何度も書いたように、弾性層内 (a, b) でシルが膨張するか、粘弾性層内 (c, d, e, f) でシルが膨張するかで、膨張後の粘弾性応答による隆起量の減少変化が大きく違ってくる.

先と同じく、座標  $y' = 0$  での変位変化に注目することから始める. まずは、弾性層内で膨張した場合について.  $D' = 0.2$  の時、初期弾性応答による隆起量  $U_{z0}'$  は  $d_0'$  の  $\sim 86\%$  ほどになるが (後に示す図を参照)、時間  $t' = 100$  までに生じる変位変化は、 $U_{z0}'$  のわずか  $\sim 2.7\%$  ほどになる. 同じく弾性層内での膨張ではあるが、より深い、つまり粘弾性層により近い  $D' = 0.5$  の時、 $\Delta U_z'$  は、 $t' = 0.5$  で  $U_{z0}'$  の  $2\%$ ,  $t' = 1$  で  $U_{z0}'$  の  $4\%$ ,  $t' = 5$  で  $U_{z0}'$  の  $14\%$ ,  $t' = 10$  で  $U_{z0}'$  の  $16\%$ ,  $t' = 50, 100$  で  $U_{z0}'$  の  $22\%$  である. 弾性層内における膨張であっても、より粘弾性層に近い膨張なら、粘弾性応答による  $\Delta U_z'$  は大きくなる. しかし、膨張が弾性層の半ばより浅い所であれば、初期隆起の大部分は解消できずに残ってしまう.

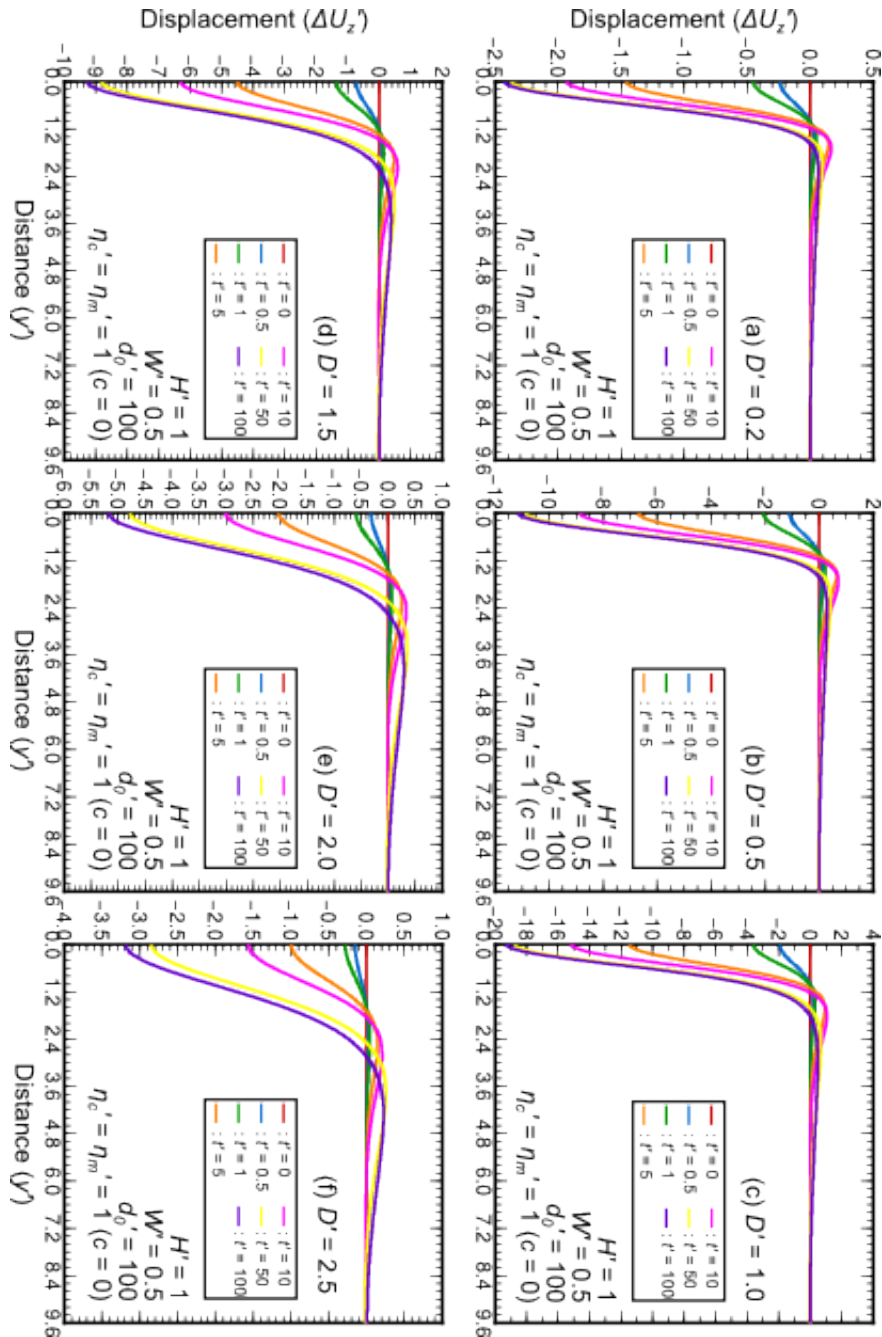


図 3.1-11 シル状マグマだまりの膨張後の粘弾性緩和による変位変化のプロファイル.  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位変化  $\Delta U_z'$ . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ , (e)  $D' = 2.0$ , (f)  $D' = 2.5$ . (赤)  $t' = 0.2$ , (青)  $t' = 0.5$ , (緑)  $t' = 1.0$ , (橙)  $t' = 5$ , (桃)  $t' = 10$ , (黄)  $t' = 50$ , (紫)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

次に、粘弾性層内での膨張の場合について、 $D' = 1$  での振る舞いは上の図 3.1-7 の説明において記述した。 $D' = 1.5$  の時、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 10% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5$  で  $U_{z0}'$  の 7.5%、 $t' = 1$  で  $U_{z0}'$  の 14%、 $t' = 5$  で  $U_{z0}'$  の 45%、 $t' = 10$  で  $U_{z0}'$  の ~ 63%、 $t' = 50$  で  $U_{z0}'$  の 87%、 $t' = 100$  で  $U_{z0}'$  の 93%、となる。 $D' = 2.0$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 6% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5$  で  $U_{z0}'$  の 5%、 $t' = 1$  で  $U_{z0}'$  の 10%、 $t' = 5$  で  $U_{z0}'$  の 33%、 $t' = 10$  で  $U_{z0}'$  の 50%、 $t' = 50$  で  $U_{z0}'$  の 80%、 $t' = 100$

で  $U_{z0}'$  の 87% , となる .  $D' = 2.5$  の場合 ,  $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 4% であるので ,  $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5$  で  $U_{z0}'$  の 3.8% ,  $t' = 1$  で  $U_{z0}'$  の 7.5% ,  $t' = 5$  で  $U_{z0}'$  の 25% ,  $t' = 10$  で  $U_{z0}'$  の 27% ,  $t' = 50$  で  $U_{z0}'$  の 71% ,  $t' = 100$  で  $U_{z0}'$  の 80% , となる .  $D'$  が大きいほど , つまりより深部での膨張ほど , 初期隆起  $U_{z0}'$  に対する緩和(変位変化)の割合は小さくなる .

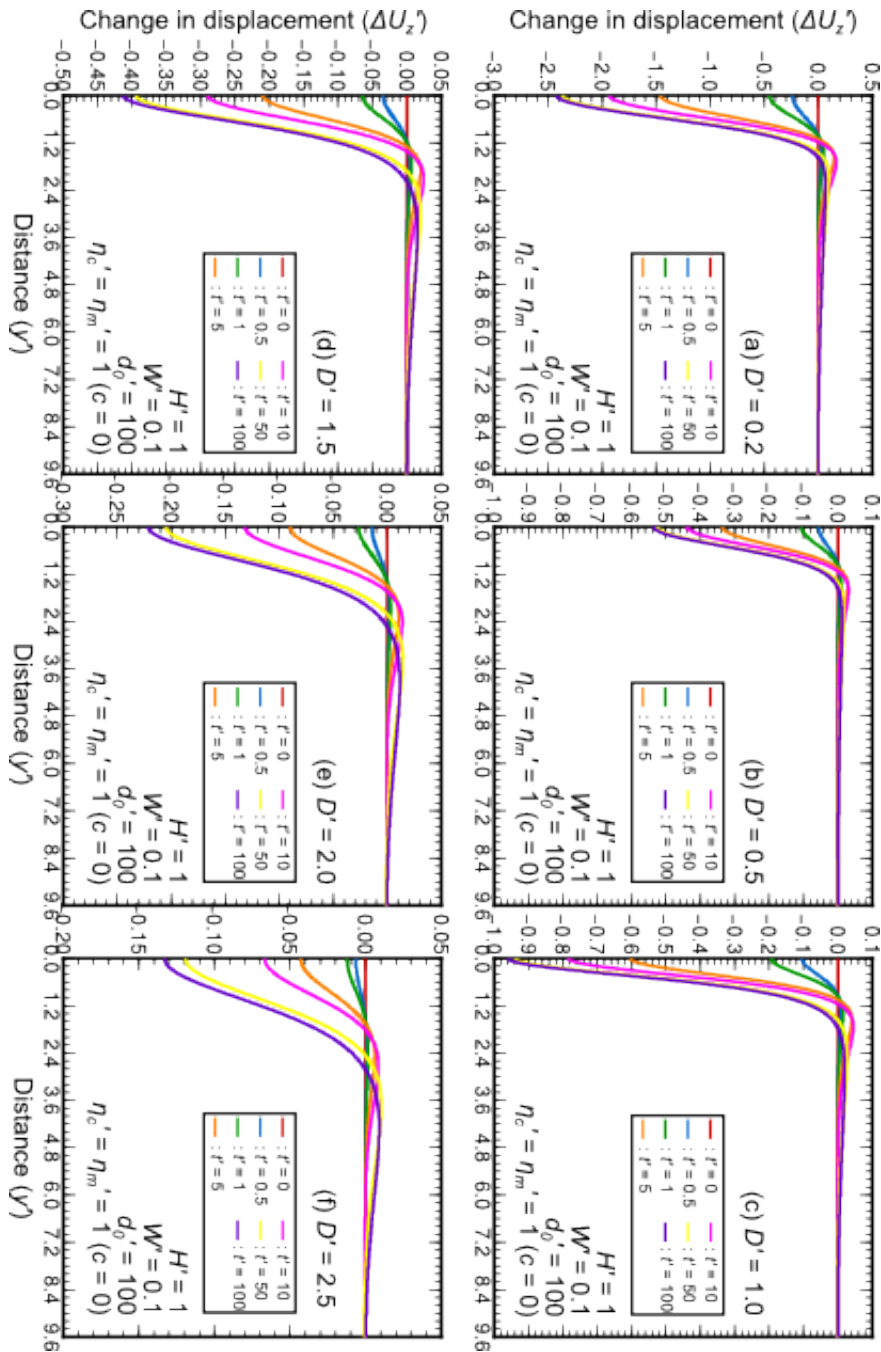


図 3.1-12 シル状マグマだまりの膨張後の粘弾性緩和による変位変化のプロファイル .  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位変化  $\Delta U_z'$  . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張 . (a)  $D' = 0.2$  , (b)  $D' = 0.5$  , (c)  $D' = 1.0$  , (d)  $D' = 1.5$  , (e)  $D' = 2.0$  , (f)  $D' = 2.5$  . (赤)  $t' = 0.2$  , (青)  $t' = 0.5$  , (緑)  $t' = 1.0$  , (橙)  $t' = 5$  , (桃)  $t' = 10$  , (黄)  $t' = 50$  , (紫)  $t' = 100$  .  $H' = 1$  ,  $W' = 0.1$  ,  $d_0' = 100$  ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$  ,  $c = 0$  .



$\Delta U_z'$  ( $= U_{z0}' - U_{zt}'$ )の水平方向への広がりや $D'$ に依存しており、 $D'$ が大きいほど、つまりより深部での膨張ほど、 $\Delta U_z'$ の水平方向への広がりや大きくなる。また、 $D' \geq 0.5$ において、 $\Delta U_z'$ プロファイルにおけるバルジ（縁辺域での隆起）が卓越してくる。このバルジの存在は、粘弾性緩和による地表面隆起の発達を意味している。そのバルジは、 $0.2 \leq D' \leq 1.5$ では、時間  $t' \sim 10$  で、最も発達するが、 $D' \geq 2$  では、時間  $t' \sim 50 \sim 100$  で最も発達してくる。

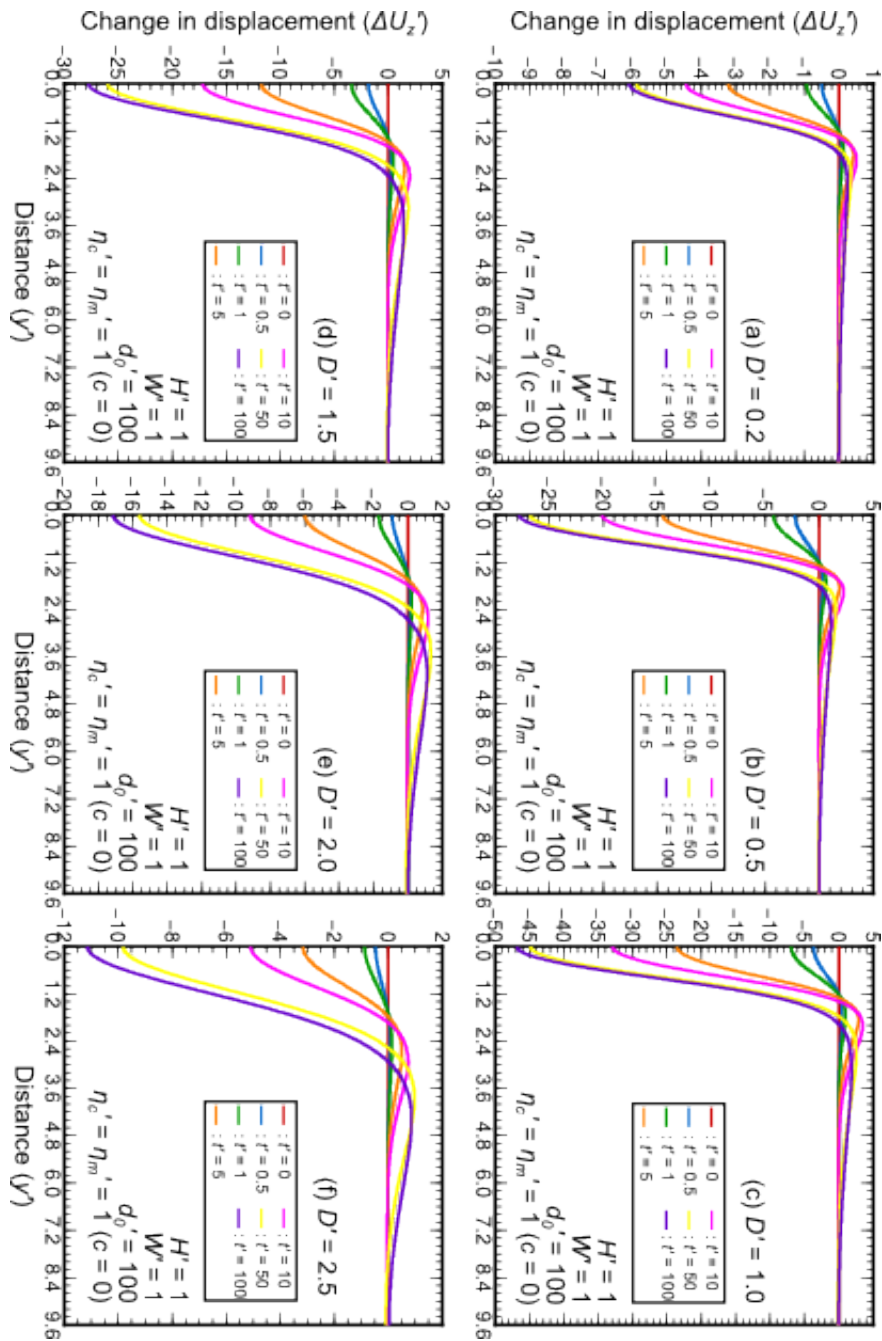


図 3.1-13 シル状マグマだまりの膨張後の粘弾性緩和による変位変化のプロファイル。地表面  $z' = 0$  上の  $x' = 0$  に沿った垂直変位変化  $\Delta U_z'$ 。シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張。(a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ , (e)  $D' = 2.0$ , (f)  $D' = 2.5$ 。(赤)  $t' = 0.2$ , (青)  $t' = 0.5$ , (緑)  $t' = 1.0$ , (橙)  $t' = 5$ , (桃)  $t' = 10$ , (黄)  $t' = 50$ , (紫)  $t' = 100$ 。 $H' = 1$ ,  $W' = 1$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ 。

さて、地表面変動の  $D'$  への依存性を  $W' = 0.5$  と固定した場合で記述してきた。ここでは、もう一段階複雑なモデルの振る舞いを記述しておく。つまり、異なる  $W'$  の値で、 $D'$  への依存性を記述する。図 3.1-11 と同じものを、 $W' = 0.1$  として、図 3.1-12 に示している。 $D' = 0.2$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 20% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 1%, 2.2%, 7%, 9.5%, 11%, 12%。 $D' = 0.5$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 4% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 1.5%, 2.5%, 8.5%, 11%, 13%, 13.5%。 $D' = 1.0$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 1% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 10%, 20%, 60%, 78%, 94%, 96%。 $D' = 1.5$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 0.44% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 9%, 13%, 47%, 66%, 90%, 93%。 $D' = 2.0$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 0.25% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 6%, 12%, 36%, 52%, 82%, 88%。 $D' = 2.5$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 0.16% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 5%, 7%, 26%, 42%, 75%, 83%。

図 3.1-13 には、図 3.1-11 と同じものを  $W' = 1$  として、描いている。 $D' = 0.2$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 96% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 0.5%, 0.9%, 3%, 4.5%, 6%, 6.3%。 $D' = 0.5$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 80% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 2.5%, 5%, 18%, 25%, 33%, 35%。 $D' = 1.0$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 50% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 8%, 14%, 47%, 66%, 90%, 94%。 $D' = 1.5$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 30% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 7%, 11%, 40%, 56%, 86%, 93%。 $D' = 2.0$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 20% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 5%, 8.7%, 30%, 45%, 77%, 85%。 $D' = 2.5$  の場合、 $U_{z0}'$  が  $d_0'$  の 14% であるので、 $\Delta U_z'$  は  $t' = 0.5, 1, 5, 10, 50, 100$  のそれぞれで、 $U_{z0}'$  の 3.5%, 6.4%, 22%, 35%, 69%, 79%。

図 3.1-14 には、 $x' = y' = 0$  での隆起量  $U_z'$  を、 $D'$  の関数として (a, d, g, j), あるいは  $W'$  の関数 (b, e, h, k) として、それぞれプロットしている。また、 $U_z'$  の常用対数値を  $(D'/W')$  の常用対数値の関数としても、プロットしている (c, f, i, l)。時間  $t'$  は、(a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 50$ 。 $D'$  の関数としてのプロットにおいては、異なる  $W'$  の値を異なる色で示している；(赤)  $W' = 1$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ 。一方、 $W'$  の関数としてのプロットにおいては、異なる  $D'$  の値を異なる色で示している；(赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2$ , (水色)  $D' = 2.5$ 。 $D'$  あるいは  $W'$  の関数としてプロットした場合、どの時間フレームにおいても、 $U_z'$  の分布は、隆起量から  $D'$  と  $W'$  の両方を同時にユニークに決定することは困難であることを示してはいるが、 $U_z'$  が小さな  $D'$  あるいは大きな  $W'$  でより大きな値を持つという一般的な傾向をよく示してくれている。

また、シル状マグマだまりの膨張後の粘弾性応答により隆起量が減じられるわけだが、その減少量は、シルが弾性層内で膨張するのかあるいは粘弾性層内で膨張するのかに、強く依存していることもよく示されている。ここまでの数値実験においては、弾性層の厚さ  $H'$  を 1 としているので、 $D'$  が 1 より大きい場合と小さい場合で、緩和による隆起量減少が異なっている； $D'$  が 1 より大きい場合で減少量は大きくなる。しかし、 $D' < 1$  の範囲内においても、 $D'$  に依存して減少量は有意に異なっており、 $D'$  が 1 に近づくにつれて減少量も大きくなっていく。このことは、 $D'$  が 1

に近づくにつれて、シルの膨張ともなう粘弾性層内への弾性応力の再分配が大きくなっていくから、と説明される。そして、 $0.8 \leq D' < 1$  の範囲においては、膨張が弾性層内であるにも関わらず、粘弾性層内で膨張した場合に近い時間スケールで隆起が減少していることもわかる。

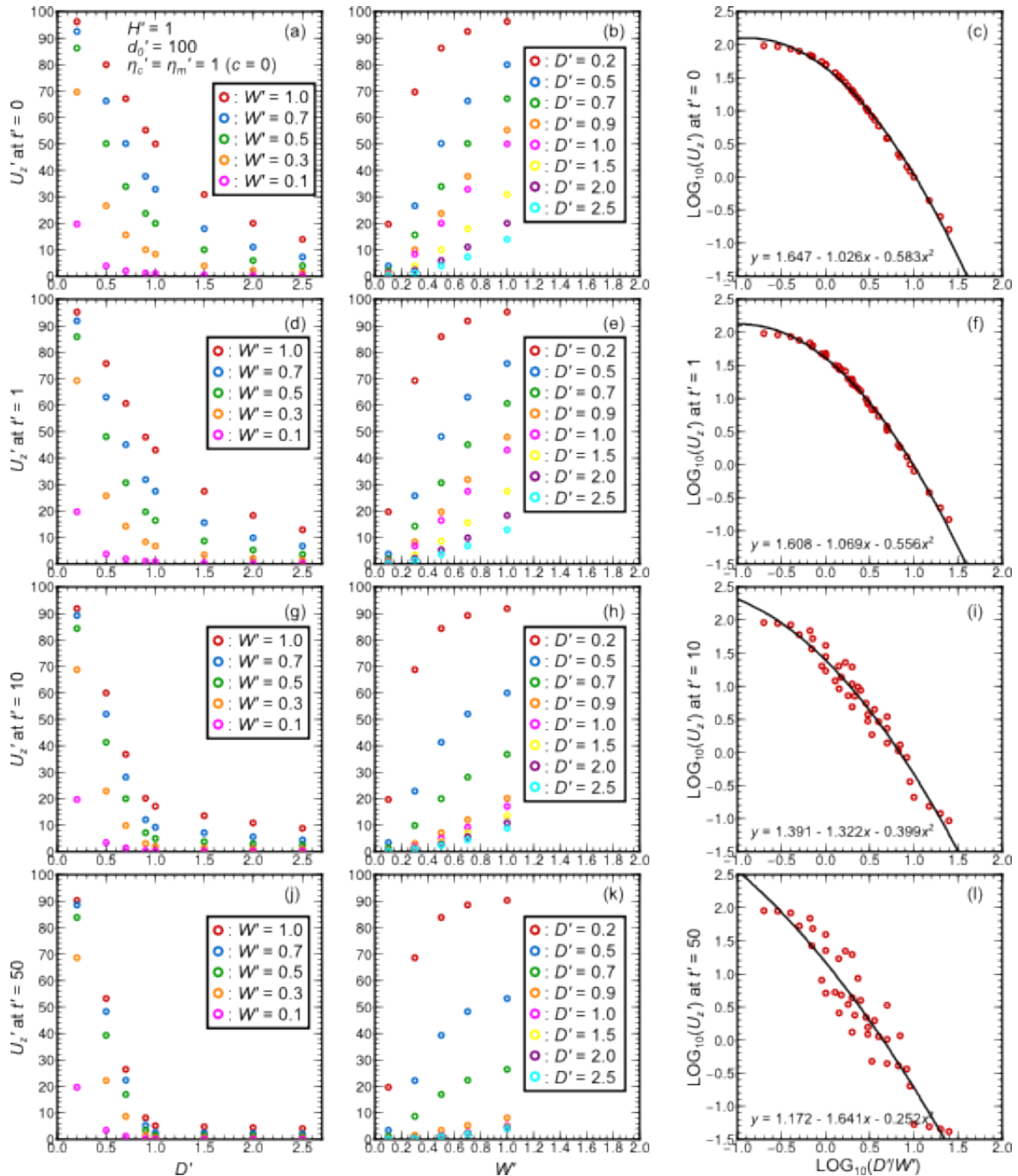


図 3.1-14 (a, d, g, j) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $D'$  の関数としてプロット; (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $W'$  の関数としてプロット; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(U_z')$  を  $(D'/W')$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  の関数としてプロット; 曲線は二次関数による最小二乗近似。(a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

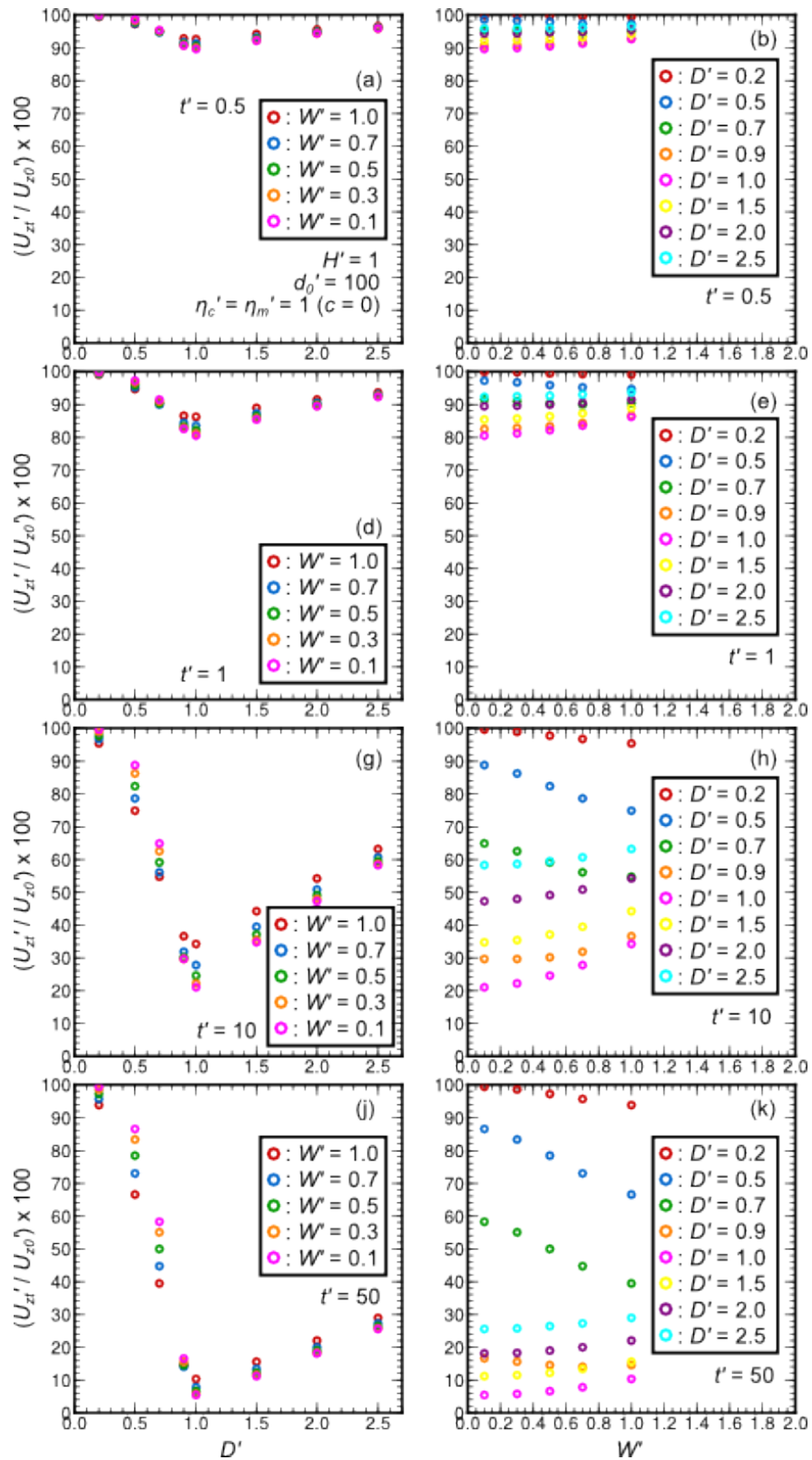


図 3.1-15 (a, c, e, g)  $U_{zt}'/U_{z0}' \times 100$  を  $D'$  の関数としてプロット;  $U_{zt}'$  は時間  $t'$  での地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位,  $U_{z0}'$  は時間 0 での地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位; (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, d, f, h)  $U_{zt}'/U_{z0\_inst}' \times 100$  を  $W'$  の関数としてプロット; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (a, b)  $t' = 0$ , (c, d)  $t' = 1$ , (e, f)  $t' = 10$ , (g, h)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

さて、 $U_z'$ の常用対数値を $(D'/W')$ の常用対数値の関数としてプロットした結果についてである。時間  $t' = 0$  においては、 $\text{Log}_{10}(U_z')$ と  $\text{Log}_{10}(D'/W')$ との関係は一對一で、隆起量からユニークに $(D'/W')$ の値を決定できるが分かる。しかし、もちろん、 $D'$ と  $W'$ を切り離してそれぞれ独立に、隆起量のみからユニークに決定することはできない。時間  $t' = 0$  での分布を最も説明する二次関数を最小二乗法で求めて、その二次関数曲線を図に示している(\*指数関数でのフィッティングも考えたが、縦軸の負の値がそれを困難にする。最小値が 0 以上となるように+方向にずらした上で、ベストフィッティングの指数関数を決めてやればいいのかもかもしれないが、そこにはどうしても恣意的な操作が残り検討中)。

一方、時間が経過し、粘弾性応答の効果が加わってくると、 $\text{Log}_{10}(U_z')$ と  $\text{Log}_{10}(D'/W')$ との一對一関係が崩れ始める。時間  $t' = 1$  においては、まだ、隆起量から $(D'/W')$ をユニークに決めることは許されそうである。また、地殻の緩和時間程度の時間が経過するまでは、隆起量のみから少なくともある程度は $(D'/W')$ を求めることができそうである。繰り返しになるが、 $D'$ と  $W'$ を切り離してそれぞれ独立に決めることはできない。ところが、時間  $t' = 10$  ほどになると、 $\text{Log}_{10}(U_z')$ と  $\text{Log}_{10}(D'/W')$ との関係が、一つの曲線から大きく逸脱し始め、隆起量のみから $(D'/W')$ を求めるとのが困難になる。この結果は、また別の重要な事柄を我々に教えてくれているが、それは、粘弾性緩和による隆起量の減少が、 $D'$ と  $W'$ のそれぞれに独立に依存して進行するということである。

図 3.1-15 には、 $x' = y' = 0$  での、時間  $t'$ における隆起量  $U_z'$ が、シル状マグマだまりが瞬間膨張した  $t' = 0$  での初期隆起量の何%に相当するのかを、 $D'$ の関数として (a, d, g, j), あるいは  $W'$ の関数(b, e, h, k)として、それぞれプロットしている。時間  $t'$ は、(a, b, c)  $t' = 0.5$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 50$ 。  $D'$ の関数としてのプロットにおいては、異なる  $W'$ の値を異なる色で示している ; (赤)  $W' = 1$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ 。一方、 $W'$ の関数としてのプロットにおいては、異なる  $D'$ の値を異なる色で示している ; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2$ , (水色)  $D' = 2.5$ 。それらは全て図 3.1-14 と同じである。

時間  $t' = 0.5$  では、減少率  $U_z'/U_{z0}'$ において、 $D'$ への依存性が確認でき、 $D' = 1$ で緩和による減少率が最も大きい。しかし、その他の  $D'$ を含めて全て  $U_{z0}'$ の 90%以上と、緩和による沈降量はそんなに大きくはない。一方、 $W'$ への依存性についてであるが、この時間までの  $W'$ への依存性はほとんどみられない。時間が進み  $t' = 1$  においては、緩和による沈降が更に進み、 $D'$ への依存性もさらに強くなるが、 $W'$ への依存性は、 $D' \sim 1$ で大きくなっていくが、最大で 6%程度の違いでしかない。時間  $t' = 10$  になると、 $D'$ 依存性はさらに強くなるが、この時間になってようやく  $W'$ への有意な依存性も見え始めてくる。しかし、時間  $t' = 100$  になると、 $D'$ への依存性はさらに強くなるが、 $D' \geq 0.9$  での  $W'$ への依存性は再びかなり弱くなっていく。

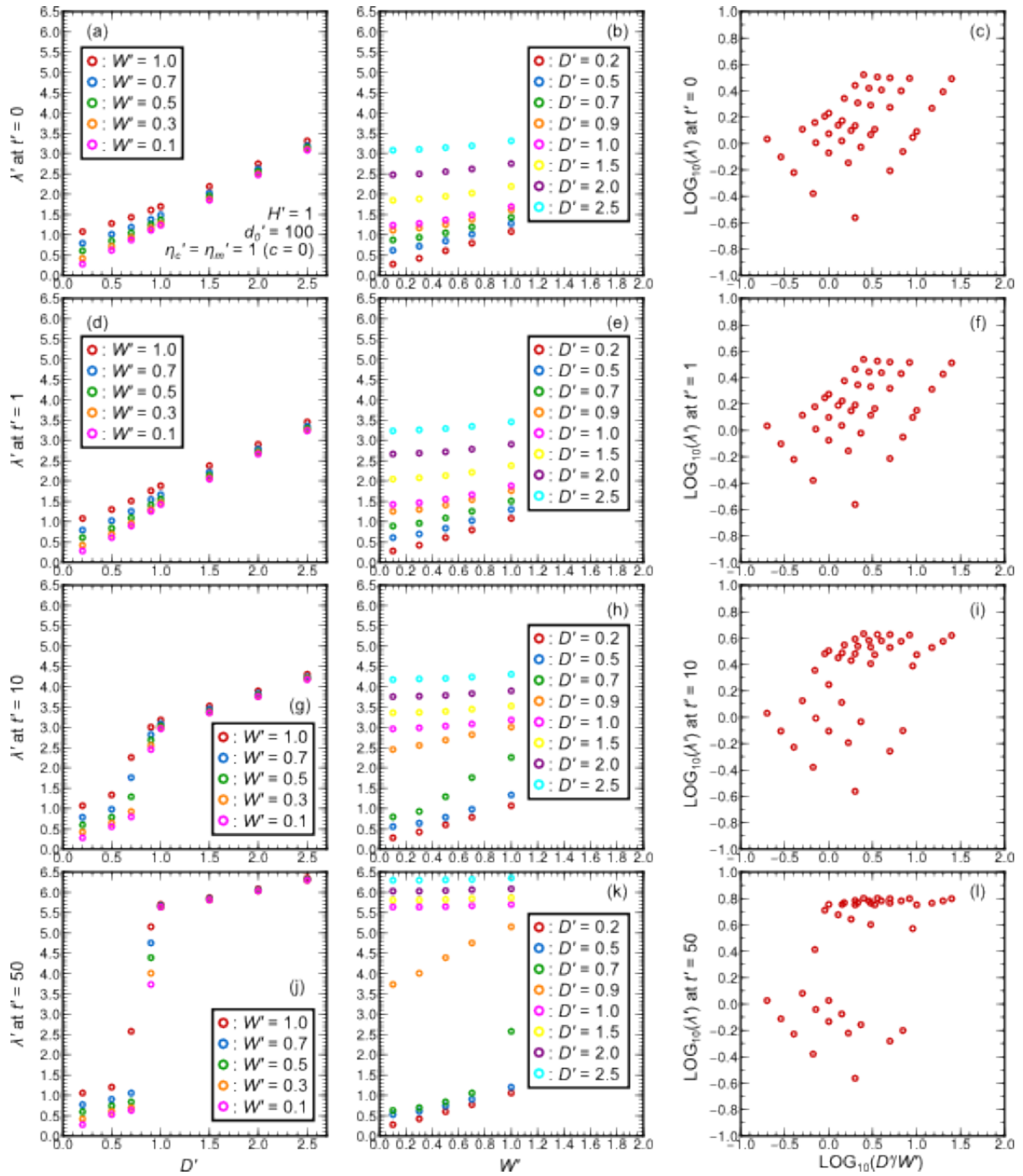


図 3.1-16 (a, d, g, j) 地表面隆起の波長 $\lambda'$ を  $D'$ の関数としてプロット;(赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k)  $\lambda'$ を  $W'$ の関数としてプロット;(赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l)  $\lambda'$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(\lambda')$ を  $(D'/W')$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$ の関数としてプロット.  $\lambda'$ は最大隆起量が得られる位置と最大隆起量の10分の1の隆起量得られる位置までの距離で定義. (a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 50$ .  $H' = 1$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

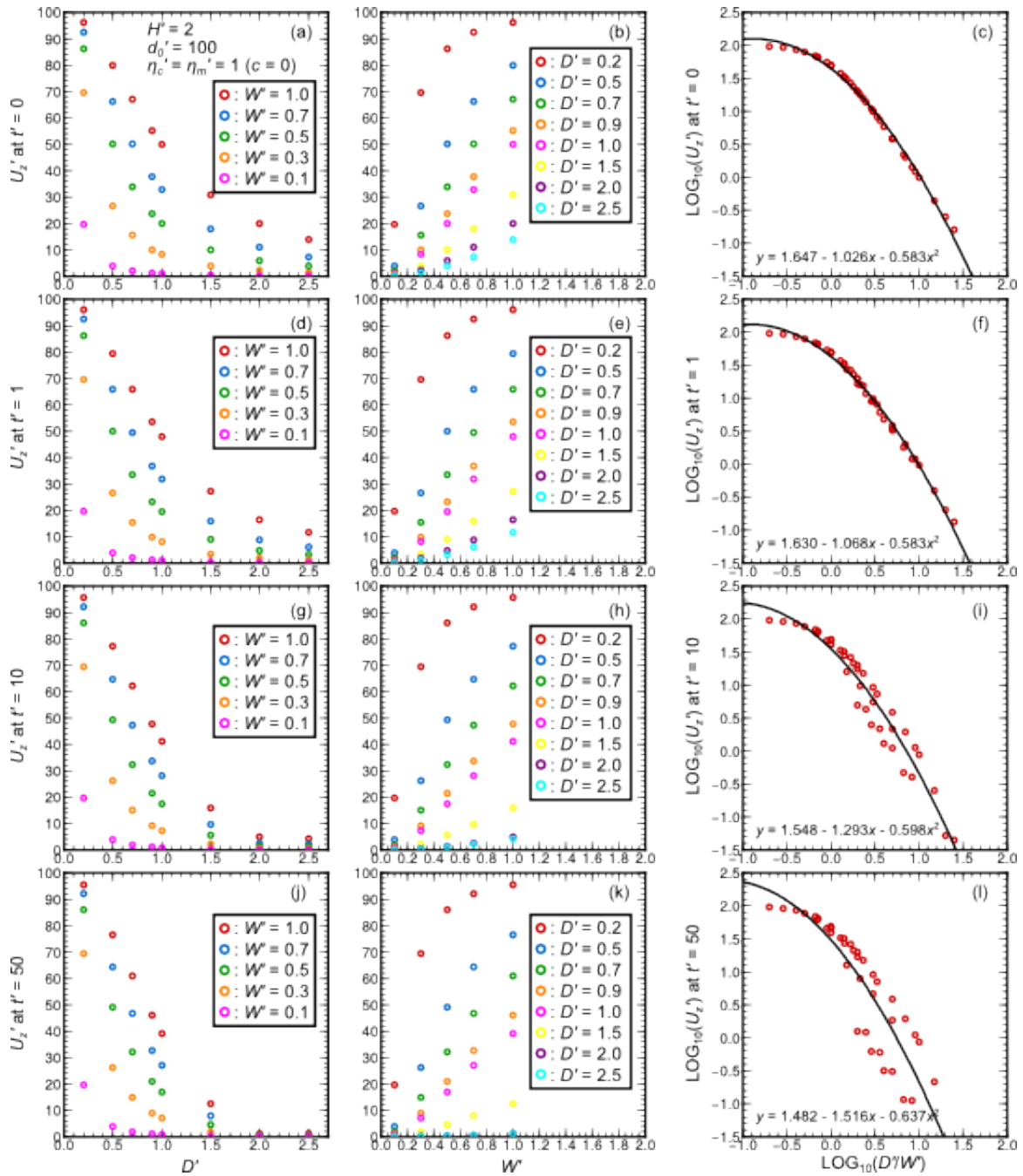


図 3.1-17 (a, d, g, j) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $D'$  の関数としてプロット; (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $W'$  の関数としてプロット; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(U_z')$  を  $(D'/W')$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  の関数としてプロット; 曲線は二次関数による最小二乗近似。(a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 100$ .  $H' = 2$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

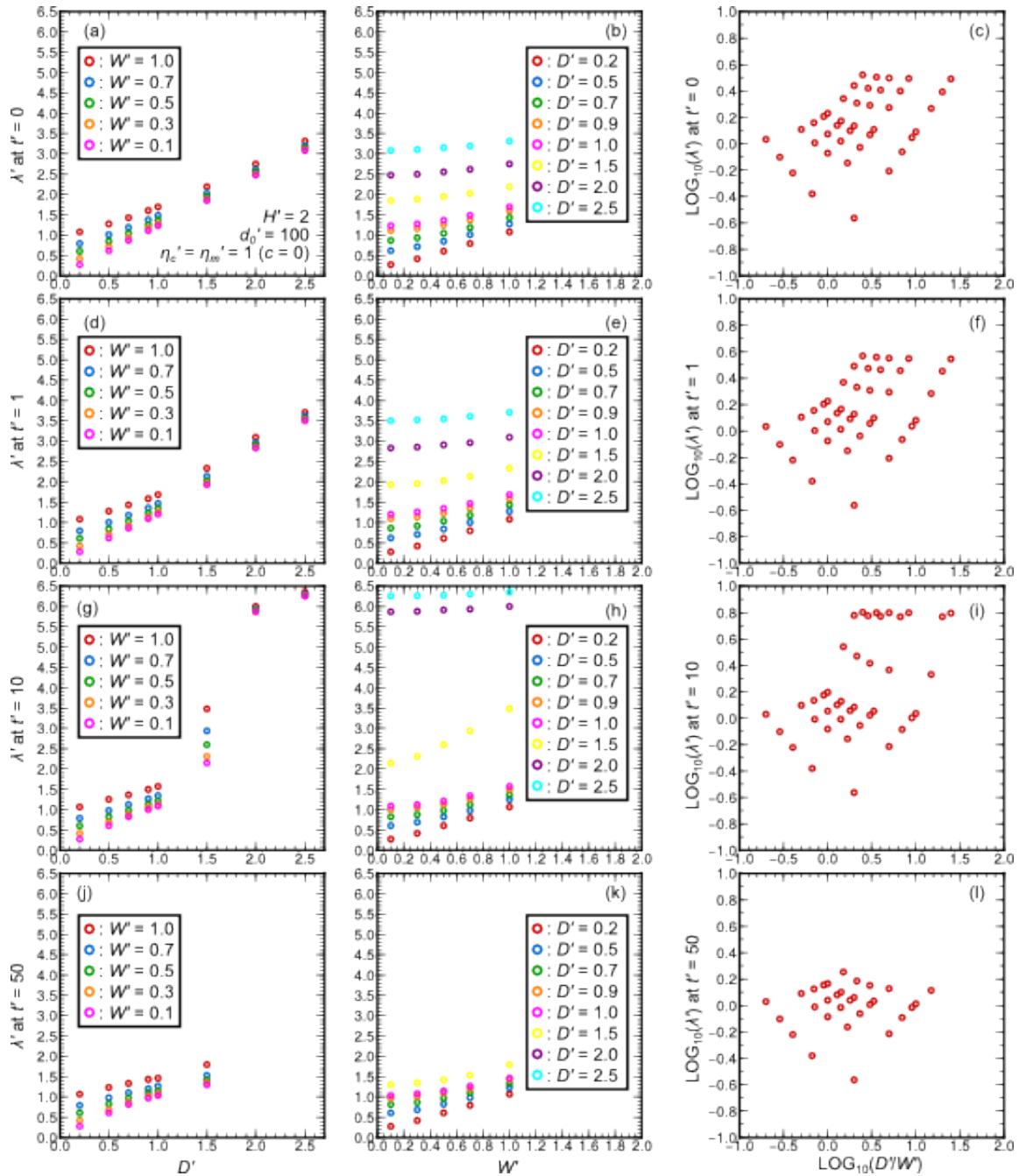


図 3.1-18 (a, d, g, j) 地表面隆起の波長 $\lambda'$ を  $D'$ の関数としてプロット;(赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k)  $\lambda'$ を  $W'$ の関数としてプロット;(赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l)  $\lambda'$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(\lambda')$ を  $(D'/W')$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$ の関数としてプロット.  $\lambda'$ は最大隆起量が得られる位置と最大隆起量の10分の1の隆起量が得られる位置までの距離で定義. (a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 50$ .  $H' = 2$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .



次に、隆起量とともにこの小節で記述してきた隆起の波長についても、図 3.1-14 における隆起量と同様のまとめ方をして、図 3.1-16 に示してみる。ここで、隆起の波長 ( $\lambda'$ ) は、 $x' = 0$  上の  $y'$  に沿う測線における隆起プロファイルにおいて、最大隆起量の 10 分の 1 の隆起量が得られる座標  $y'$  の絶対値 (負の  $y'$  座標値にも対応できるように絶対値とした;  $y'$  の値が正でも負でも原点からの同じ距離で波長が決められることは分かっている) 定義することにした。図の凡例は図 3.1-14 と同じである。

まず、時間  $t' = 0$  での結果に注目する。波長  $\lambda'$  は、 $D'$  が大きいほど、そして  $W'$  が大きいほど、大きくなる傾向がある。しかし、 $W'$  への依存性は  $D'$  への依存性に比べて小さいようである。このことは、 $D'$  の変化に伴う  $\lambda'$  の変化勾配が、 $W'$  の変化にともなう  $\lambda'$  の変化勾配より有意に大きいことから、窺い知ることが出来る。そして、 $D'$  を横軸にしたプロットにおいては、 $D'$  が大きくなるに従い、 $W'$  への依存性は小さくなっていく。このことは、 $W'$  を横軸にしたプロットにおいて、 $D' \geq 1.5$  で、 $W'$  の変化に対する  $\lambda'$  の変化勾配が小さくなることから確認される。また、 $\text{Log}_{10}(\lambda')$  と  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  との間的一对一関係は全く見出だせない。

次に、 $\lambda'$  の時間変化について見ていく。 $D'$  を横軸にしてプロットした図において、 $\lambda'$  が  $D' \geq \sim 0.7 \cdot 1$  で時間とともに増加していくことが分かる。そして、時間  $t' = 50$  において、 $\lambda'$  は  $D' \geq 1$  で  $D'$  への依存性が弱くなるうえ、 $W'$  への依存性はほとんどなくなってしまう。このことは、 $W'$  を横軸にしたプロットにおいて、その時間での  $D' \geq 1$  のそれぞれの色のシンボルの差が小さくなっていることや、それぞれの色のシンボルがそれぞれ横並びになっていくことによっても確認できる。 $D' = 0.9$  の場合、 $\lambda'$  の  $W'$  への依存性が時間とともに有意に大きくなっていていることも、 $W'$  を横軸にしたプロットにおいて確認できることである。また、 $D' = 7$  の場合の  $\lambda'$  の時間変化は、他の  $\lambda'$  に比べてより複雑である。

$\text{Log}_{10}(\lambda')$  と  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  との関係については、時間が経っても、一对一関係は見出だせない。しかし、 $D' \geq \sim 0.7 \cdot 1$  で  $\lambda'$  が大きくなることにともない、 $\text{Log}_{10}(D'/W') \geq 1$  で  $\text{Log}_{10}(\lambda')$  が  $\sim 0.6 \cdot 0.8$  に集まってきていることが確認できる。

### 3.1.3.1.2 弾性層の厚さ ( $H'$ ) への依存性について

前小節では弾性層の厚さ  $H'$  を 1 に固定してモデルの振る舞いを記述してきた。ここでは、 $H'$  を変えた場合に、モデルの振る舞いがどう変わるのかを記述する。かと言って、 $H'$  を変えたからと言って、初期弾性応答が変わるわけではないので、 $H'$  に依存した時間変化を見ることになる。その時間変化を、図 3.1-14, -16 と同じ図を異なる  $H'$  で描いて、そこから  $H'$  への依存性を理解していく。

図 3.1-17, -18 には、図 3.1-14, -16 と同じものを、 $H' = 2.0$  の場合で描いている；つまり弾性層がより厚い場合の結果である。まず、変位  $U_z'$  に関する一つの特徴は、どの  $W'$  であっても、 $D' \geq 1.5$  の場合で、シル状マグマだまりの瞬間的膨張で得られた地表面隆起が有意に時間とともに減少してくことである。図 3.1-14 の  $H' = 1$  の場合と同じく、たとえシル状マグマだまりの膨張が弾性層内であったとしても、それが弾性層の厚さの 50% より深いところであれば、膨張後の有意な粘弾性緩和を得ることができる。変位  $U_z'$  に関するもう一つの特徴は、 $t' > 0$  におけるある時間  $t'$  での隆起量 ( $U_{zt}$ ) が、 $H' = 1$  の場合よりも  $H' = 2$  の場合のほうが小さいということである。つま

り、粘弾性緩和による隆起量の減少は、より厚い弾性層の場合でより大きくなるということである。

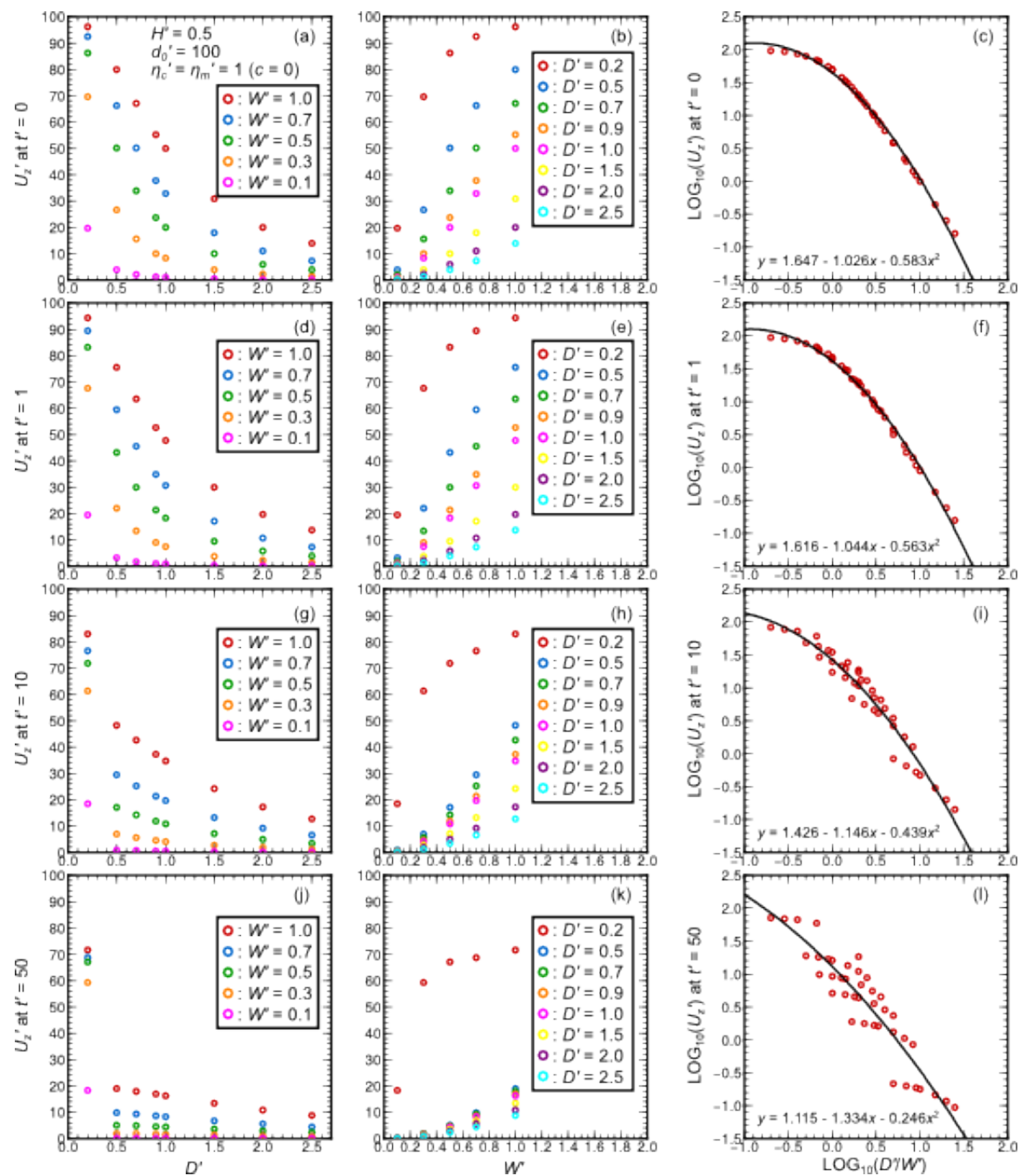


図 3.1-19 (a, d, g, j) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $D'$  の関数としてプロット; (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $W'$  の関数としてプロット; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(U_z')$  を  $(D'/W')$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  の関数としてプロット; 曲線は二次関数による最小二乗近似。(a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 100$ .  $H' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$

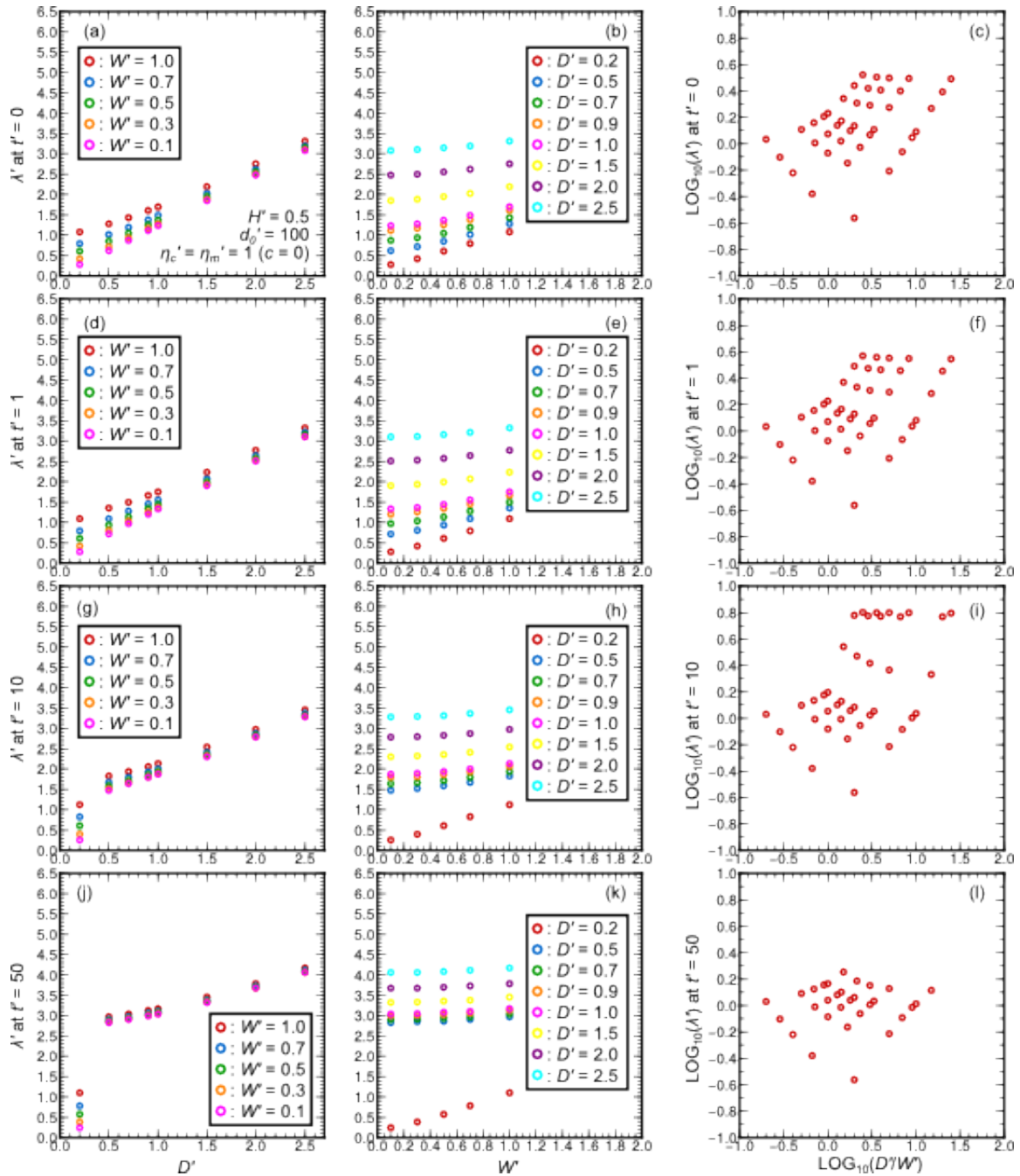


図 3.1-20 (a, d, g, j) 地表面隆起の波長 $\lambda'$ を $D'$ の関数としてプロット;(赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k)  $\lambda'$ を $W'$ の関数としてプロット;(赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l)  $\lambda'$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(\lambda')$ を $(D'/W')$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'W')$ の関数としてプロット.  $\lambda'$ は最大隆起量が得られる位置と最大隆起量の10分の1の隆起量が得られる位置までの距離で定義. (a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 50$ .  $H' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

隆起の波長 $\lambda'$ についての特徴は、図 3.1-16 における  $H' = 1$  の場合と同じく、弾性層厚さの半ば辺り以深の  $D'$  で、時間とともに $\lambda'$ が大きくなっていく。しかし、 $D' \geq 2$  では、 $t' = 50$  で最大隆起の10分に1以下の隆起がどの距離範囲でも得られなくなってしまう。また、 $D' = 1.5$  では、 $0 < t'$

$\leq 10$  で増加した $\lambda'$ が  $t' = 50$  ではまた大きく減少している。  $D' \leq 1$  では、隆起の波長の時間変化はほとんどないが、その値は  $W'$  に有意に依存している。

図 3.1-19, -20 には、図 3.1-14, -16 と同じものを、  $H' = 0.5$  の場合で示している；つまり弾性層がより薄い場合の結果である。シル状マグマだまりの膨張が弾性層内であった場合、  $H' = 0.5$  に対して  $D' = 0.2$  と、弾性層の厚さの半分近くの深さでの膨張なので、ある程度の隆起量の減少が見られるが、その深さでのシル状マグマだまりの赤道半径  $W'$  が  $0.1$  の場合、隆起量の変化はほとんど見られない。一方、弾性層と粘弾性層との境の深さ  $D' = 5$  よりも深いところでシル状マグマだまりが膨張すると、それにより得られた地表面隆起が、その後の粘弾性緩和により有意に時間とともに減少していくことことは、これまでの他の  $H'$  の値の場合と同じである。しかし、その隆起の減少量が他の  $H'$  値の場合に比べて明らかに小さい。つまり、粘弾性緩和による隆起量の減少は、より薄い弾性層の場合でより小さくなるということである。また、初期隆起隆起量( $U_{z0}$ ) に対する時間  $t'$  での隆起量( $U_{zt}$ ) の割合の時間変化は、  $D' = 1$  辺りで最も大きいようであり、これは  $H' = 1$  の場合で見られた振る舞いの傾向と同じである。

隆起の波長 $\lambda'$ についての特徴は、シル状マグマだまりの深さ  $D' \geq 0.5$  で、時間とともに $\lambda'$ が大きくなっていき、それとともに  $W'$  への依存性が薄れていく、ということである；  $t' \leq 10$  ではわずかながらの  $W'$  への依存性は確認できるが、  $t' = 100$  ではほとんど見られなくなる。  $D' = 0.2$  の場合、隆起の波長はほとんど変化しないが、どの時間においても  $W'$  への依存性は有意である。

図 3.1-21, -22 には、図 3.1-14, -16 と同じものを、  $H' = 0.0$  の場合で描いている；つまり弾性層がない場合の結果である。隆起量、最大隆起量が得られる位置からその 10 分の 1 の隆起量が得られる位置までの距離で定義した波長、ともにほとんど時間変化が見られない。これは、シルの膨張後に生じる粘弾性緩和で地表面の沈降を得るにはある程度の厚さの弾性層の存在が欠かせないという、非常に重要な実験結果である。

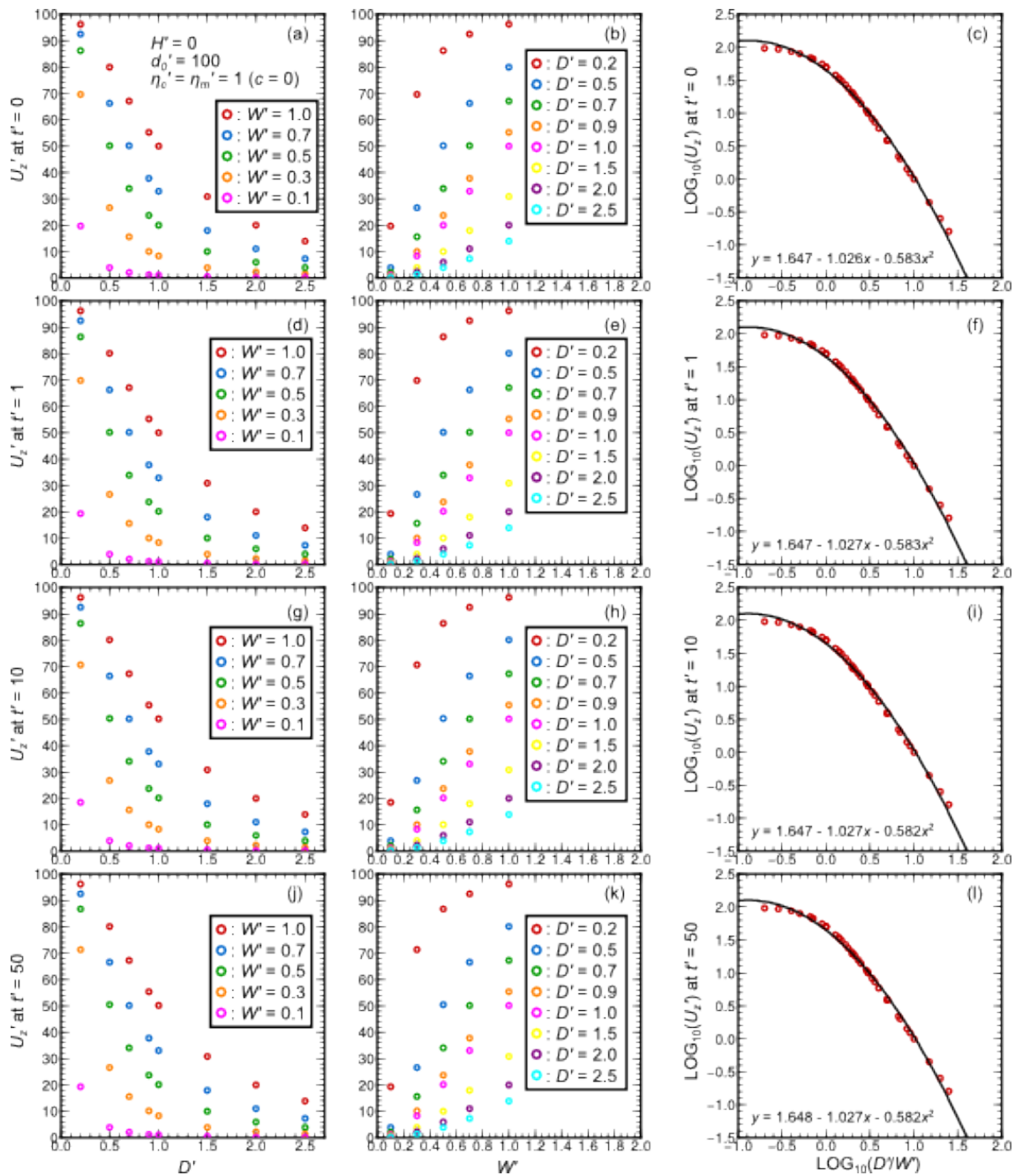


図 3.1-21 (a, d, g, j) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z$  を  $D'$  の関数としてプロット; (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z$  を  $W'$  の関数としてプロット; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(U_z')$  を  $(D'/W')$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  の関数としてプロット; 曲線は二次関数による最小二乗近似. (a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 100$ .  $H' = 0$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

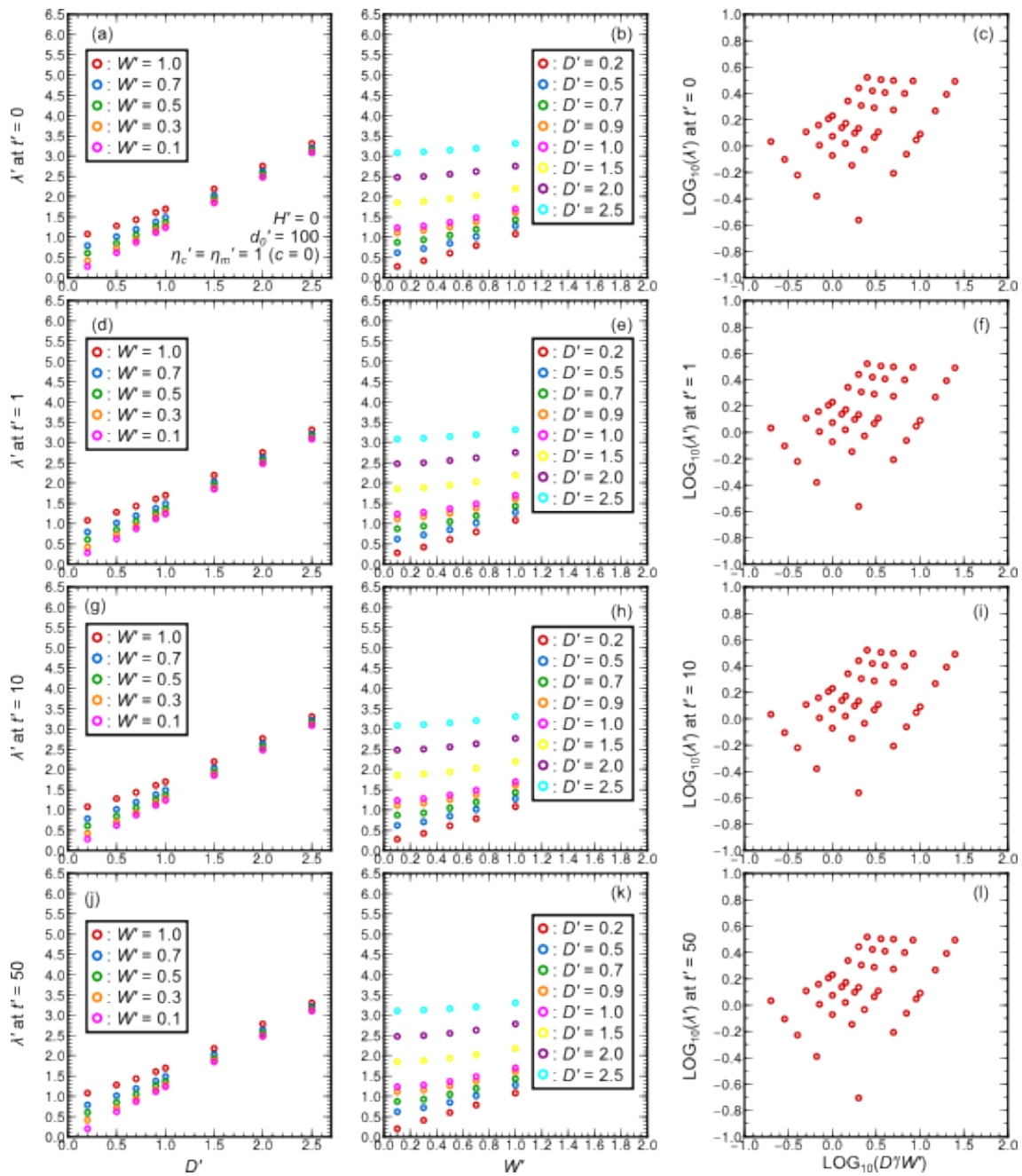


図 3.1-22 (a, d, g, j) 地表面隆起の波長 $\lambda'$ を  $D'$ の関数としてプロット;(赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k)  $\lambda'$ を  $W'$ の関数としてプロット;(赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l)  $\lambda'$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(\lambda')$ を  $(D'/W')$ の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$ の関数としてプロット.  $\lambda'$ は最大隆起量が得られる位置と最大隆起量の10分の1の隆起量が得られる位置までの距離で定義. (a, b, c)  $t' = 0$ , (d, e, f)  $t' = 1$ , (g, h, i)  $t' = 10$ , (j, k, l)  $t' = 50$ .  $H' = 0$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

### 3.1.3.1.3 シルの形状を地表面で捉えることについて

この小節では、ハート型のマグマだまりを考え、その形が、マグマだまりの深さに応じて、どう地表面に発現しうるのかを検討する。そのハート型のシル状マグマだまりの、水平座標に依存した厚さを、次式で記述する：

$$d' = d_0' (1 - \alpha \{y^2 + (x - y^{2/3})^2\}) \quad (4)$$

ここで  $d_0'$  は、これまでと同じ定数で、無次元数 100 を与える。また、 $\alpha$  はハートの大きさを規定する定数で、本節では 1 と 0.5 の 2 つの値を考える。それぞれの値の場合におけるハート型シル状マグマだまりの厚さの空間分布 ( $x$ - $y$  平面上での) を図 3.1-23 に示しておく；(a)  $\alpha = 1$ , (b)  $\alpha = 0.5$ 。

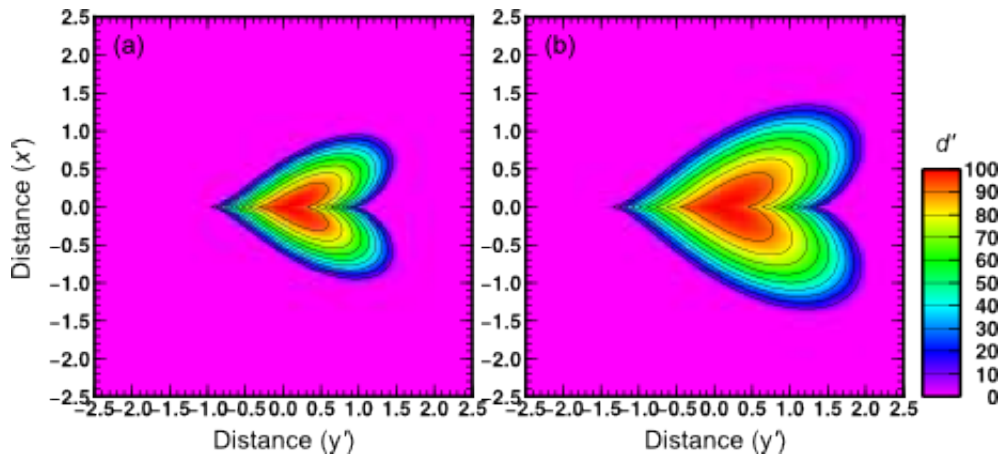


図 3.1-23 深さ  $D'$  で与えたハート型シル状マグマだまりの厚さ分布.  $Z' = D'$  平面上の  $(x', y')$  における厚さ  $d'$  は式(4)に従う。(a)  $\alpha = 1$ , (b)  $\alpha = 0.5$ 。

図 3.1-24 には、 $\alpha = 1$  とした場合の、シル状マグマだまりの瞬時膨張に対する初期弾性応答にともなう地表面隆起量のコンターを描いている。 $D'$  は、(a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1$ , (d)  $D' = 1.5$ , (e)  $D' = 2$ , (f)  $D' = 2.5$ 。地表面でハート型の隆起量分布が得られるのは、 $D' = 0.2$  の場合のみである。 $D'$  が増加するに従い、地表面変動に現れるマグマだまりの形状がぼやけてくる。 $D' = 0.5$  になると、ハート型のマグマだまりの形状は、地表面では三角形状の隆起分布となる。 $D' = 1 \sim 1.5$  では、それが三角形状であることを確認するのも難しくなっていく、 $D' = 2 \sim 2.5$  になると、回転楕円体を仮定した場合と同じく、同心円状の隆起分布しか得られない。

図 3.1-25 には、 $\alpha = 0.5$  とした場合の、シル状マグマだまりの瞬時膨張に対する初期弾性応答にともなう地表面隆起量のコンターを描いている。図 3.1-24 で示した  $\alpha = 1$  の場合と同じく、ハート型のマグマだまりの形状を地表面捉えられるのは、 $D' = 0.2$  の場合のみである。 $D' = 0.5$  での地表面隆起分布は三角形状に見え、 $D' = 1 \sim 1.5$  ではその三角形が捉えられるのが遠地場においてのみになり、 $D' = 2 \sim 2.5$  では、ハート型のマグマだまりの形状は、地表面において、同心円状の隆起分布となって現れるのみである。

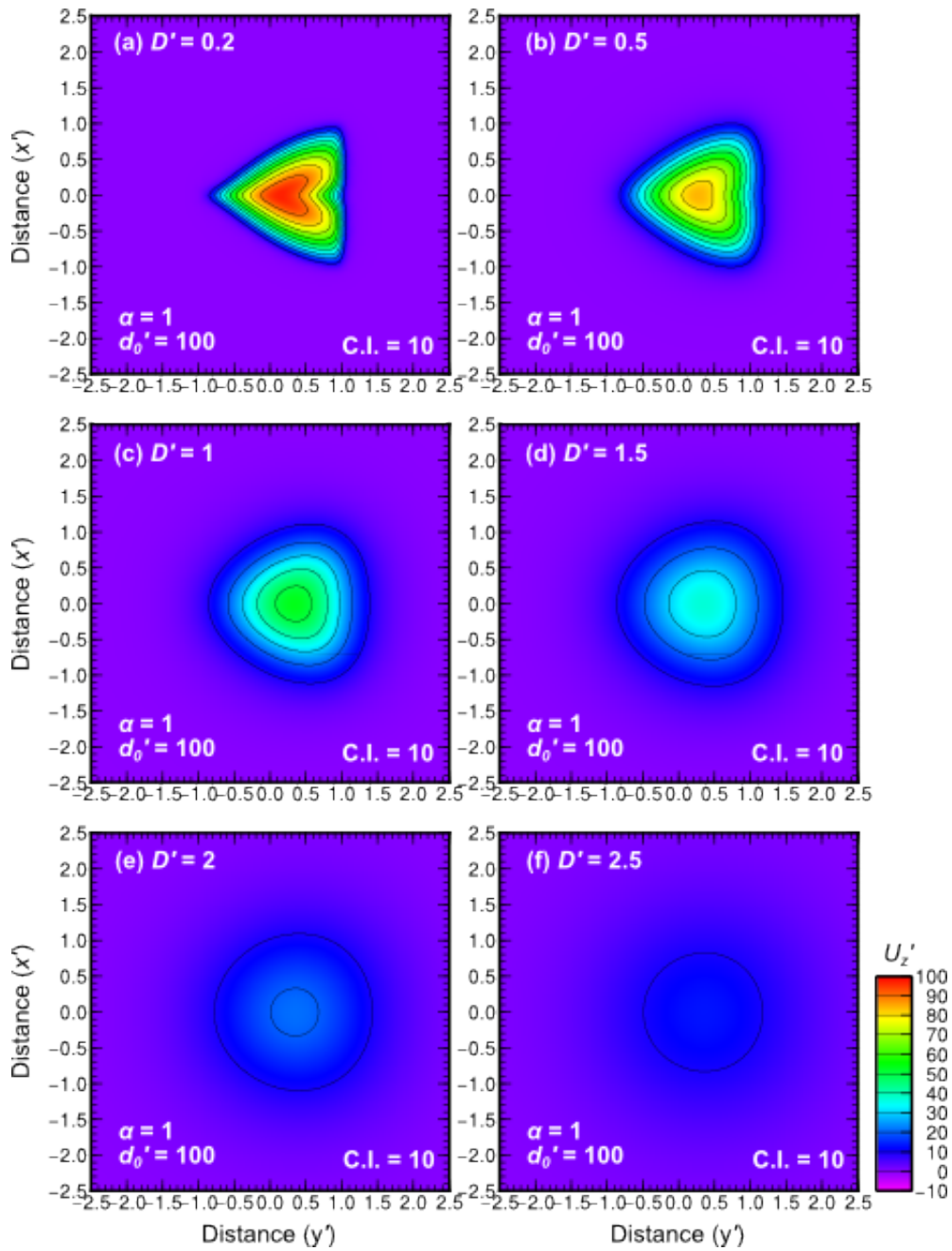


図 3.1-24 ハート型シル状マグマだまりの瞬間的膨張時の変位分布. 地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ . (a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ , (e)  $D' = 2.0$ , (f)  $D' = 2.5$ .  $\alpha = 1$ ,  $d_0' = 100$ . コンター間隔は 10.



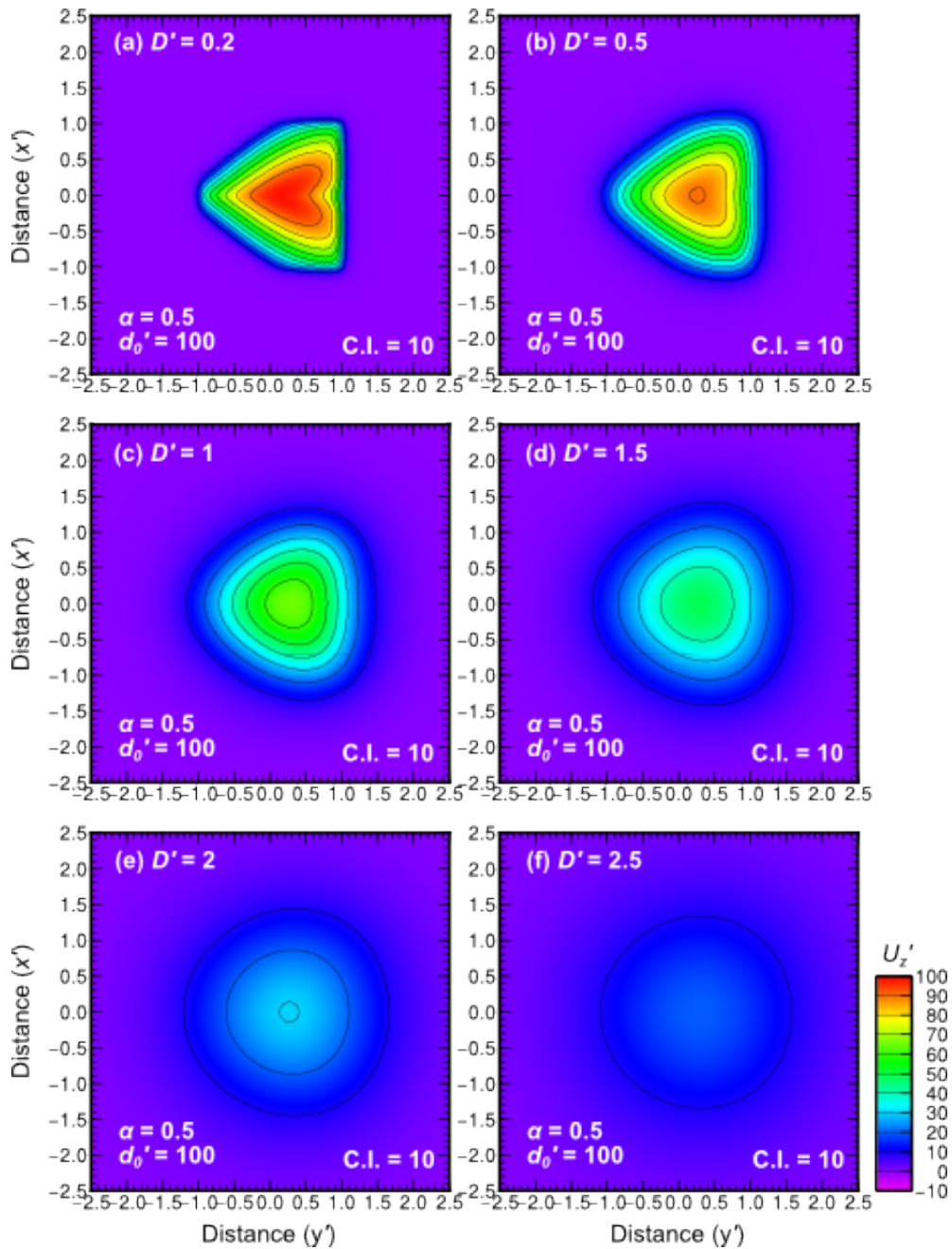


図 3.1-25 ハート型シル状マグマだまりの瞬間的膨張時の変位分布. 地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ . (a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ , (e)  $D' = 2.0$ , (f)  $D' = 2.5$ .  $\alpha = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ . コンター間隔は 10.

#### 3.1.3.1.4 マントルの粘性率( $\eta_m'$ )の効果について

本小節では、マントルの粘性率( $\eta_m'$ )がシル状マグマだまりの膨張後の粘弾性応答に与える効果について調べる. 図 3.1-26 に、深さ  $D' = 1$  で  $W' = 0.5$  を持つシルが瞬間的に膨張した時の地表面隆起 (垂直変位,  $U_z'$ ) のコンターを、それぞれの時間毎 ; (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ , で描いている. 地殻の粘性率は  $\eta_m' = 1$  ( $c = 0$ ), マントルの粘性率は  $\eta_m' = 0.1$ , 弾性

層の厚さは  $H' = 1$ . シル状マグマだまりが瞬間的に膨張する深さ  $D'$  を 2 として,  $D' = 1$  の場合より多くの弾性応力がマントルに再分配されるであろうと考えられる設定を選んでいる. 図に示されるモデルの振る舞い, つまりシル状マグマだまりの瞬間膨張に対する弾性応答で得られた同心円状の初期隆起がその後の粘弾性応答により時間とともに減少していくということは, 図 3.1-4 の場合と同じである. 特にマントルの粘性率がモデルの一般的な振る舞いを変えるということはない.

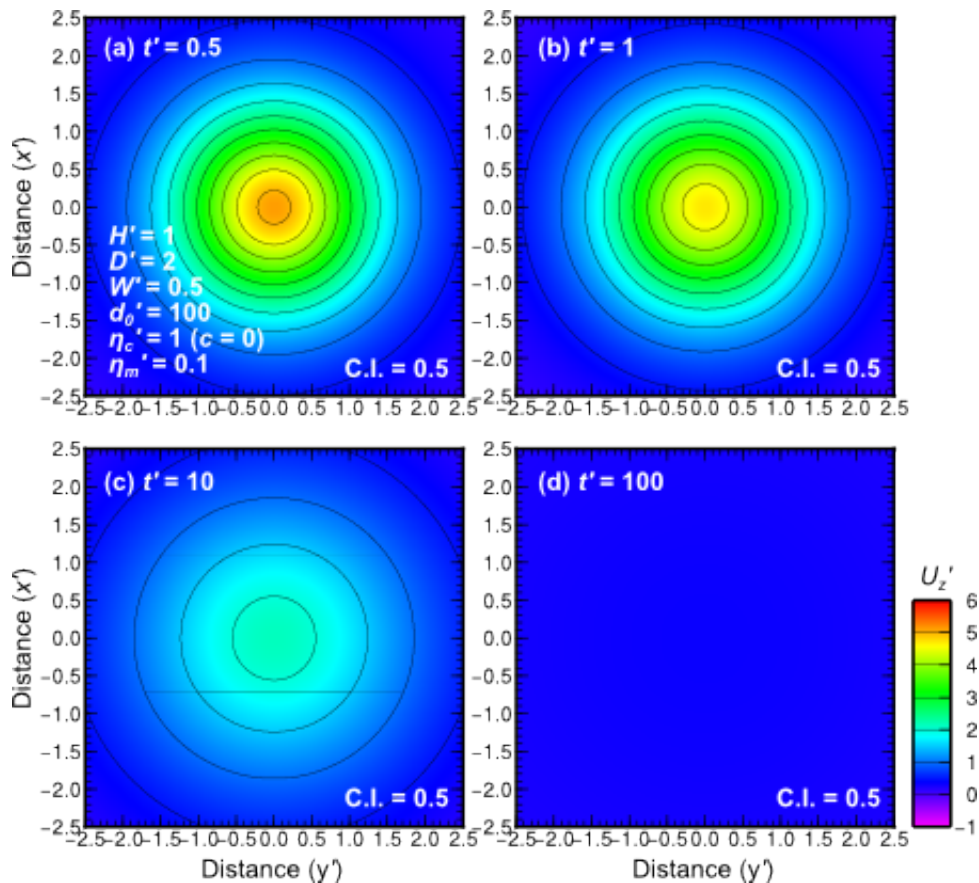


図 3.1-26 シル状マグマだまりの膨張時とその後の変位の分布. 地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$  における.  $H' = 1$ ,  $D' = 2$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = 1$  ( $c = 0$ ),  $\eta_m' = 0.1$ . コンター間隔は 0.5.

図 3.1-27 は, 地表面隆起  $U_z'$  の  $x' = 0$  上の  $y'$  に沿うプロファイルが, マントルの粘性率 ( $\eta_m'$ ) に依存して, どのような時間変化を見せるのかを示している. 時間  $t'$  は, (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$  で,  $\eta_m'$  は, (赤)  $\eta_m' = 0.1$ , (青)  $\eta_m' = 1$ , (緑)  $\eta_m' = 5$ , (橙)  $\eta_m' = 10$  である. また, シル状マグマだまりが瞬間膨張する深さ  $D'$  は 1 で, マグマだまりの赤道半径を規定するパラメータ  $W'$  は 0.5 である. 時間  $t' = 1$  までは  $\eta_m'$  の違いによる地表面変位の違いはほとんどない. 時間  $t' = 10$  以降になって  $\eta_m'$  の違いによる地表面変位の違いが現れてくる. しかし  $\eta_m' \geq 5$  では,  $\eta_m'$  の違いによる地表面変位の違いはほとんどない.

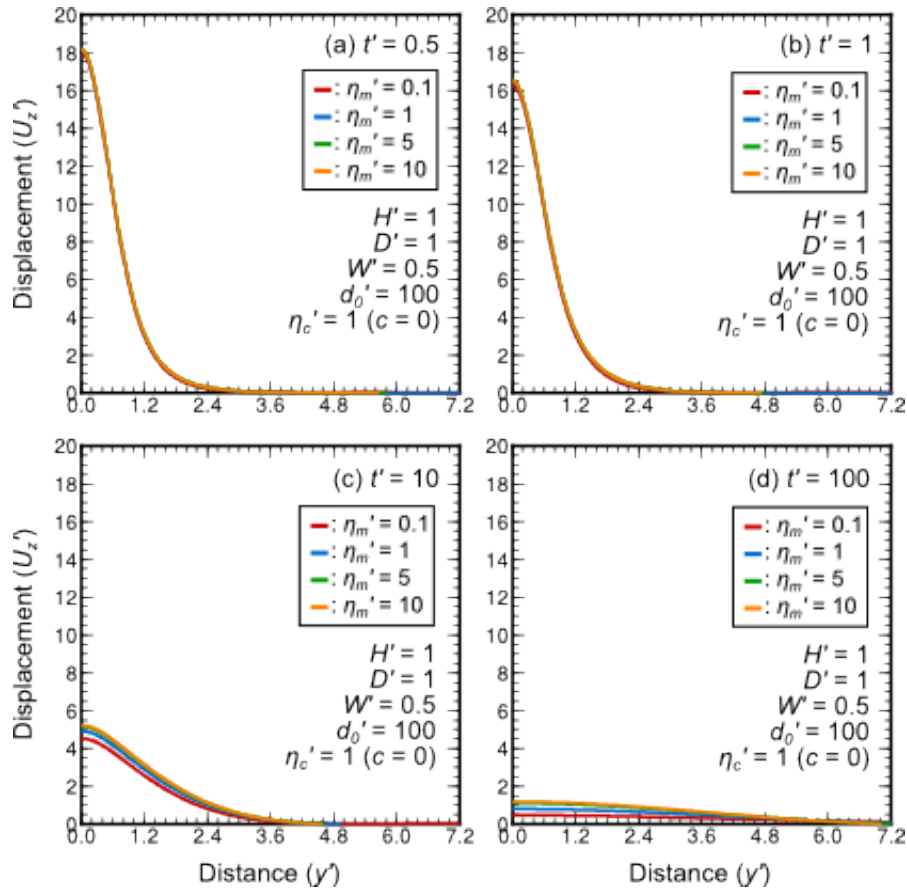


図 3.1-27: シル状マグマだまりの膨張後の変位プロファイル。  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位  $U_z$  のプロファイル。シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張。 (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d) 100. (赤)  $\eta_m' = 0.1$ , (青)  $\eta_m' = 1$ , (緑)  $\eta_m' = 5$ , (橙)  $\eta_m' = 10$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = 1$  ( $c = 0$ ).

図 3.1-28 は、図 3.1-27 と同じものを、シル状マグマだまりが瞬間膨張する深さ  $D'$  が 2 の場合で示している。  $D' = 2$ , つまり、図 3.1-27 に示した  $D' = 1$  よりマントルに近い深さでシルが膨張がすると、時間  $t' = 0.5$  ですでに  $\eta_m'$  に有意に依存した地表面変位が見られる。しかし  $\eta_m' \geq 1$  での違いが現れるのは  $t' \geq 10$  になってからである。と言っても、 $\eta_m' \geq 5$  では、 $\eta_m'$  の違いによる地表面変位の違いはほとんど見られない。

図 3.1-29, -30 には、それぞれ図 3.1-27, -28 と同じものを  $W' = 1$  の場合で示している。シルの赤道半径が大きくなったところで、 $\eta_m'$  に対する依存性は変わらない。  $D' = 1$  である場合、 $\eta_m'$  の違いによる地表面変位の違いは  $t' \geq 10$  になってからであるし、  $D' = 2$  の場合、 $\eta_m'$  の違いによる地表面変位の違いは  $t' = 0.5$  ですで見られるが、 $\eta_m' \geq 1$  での違いは  $t' \geq 10$  になってからである。そして、 $\eta_m' \geq 5$  における地表面変位の違いはどの時間範囲においてもほとんど確認できない。

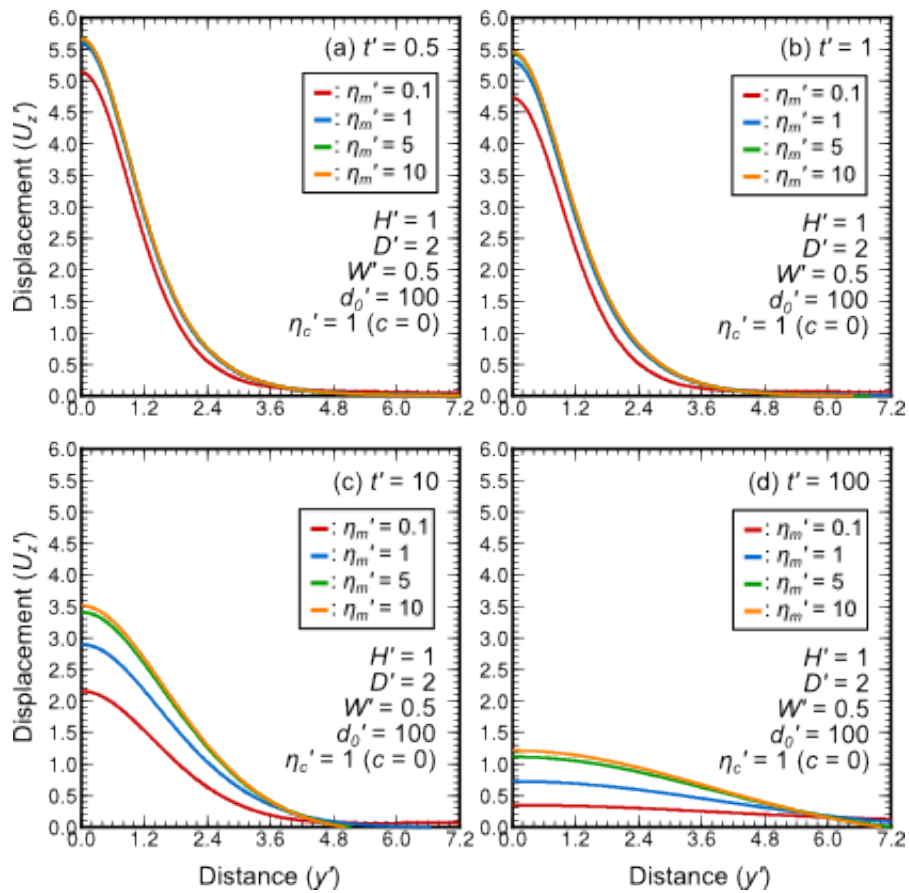


図 3.1-28 シル状マグマだまりの膨張後の変位プロファイル。  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位  $U_z'$  のプロファイル。シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張。(a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $100$ 。(赤)  $\eta_m' = 0.1$ , (青)  $\eta_m' = 1$ , (緑)  $\eta_m' = 5$ , (橙)  $\eta_m' = 10$ 。  $H' = 1, D' = 2, W' = 0.5, d_0' = 100, \eta_c' = 1 (c = 0)$ 。

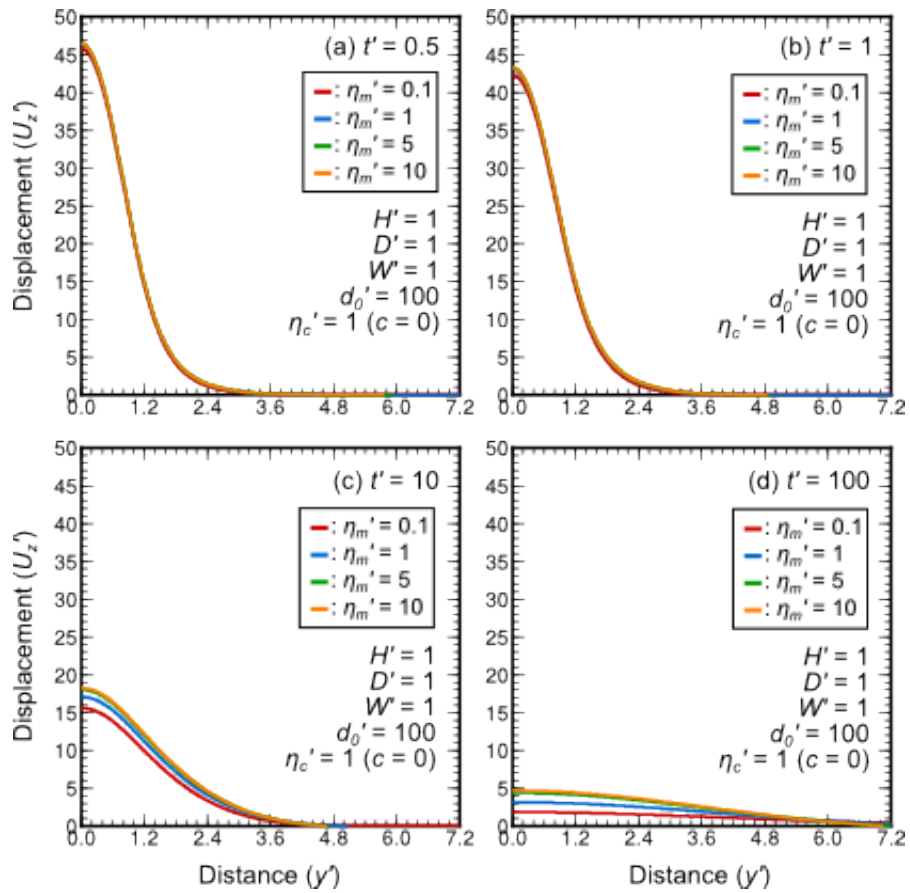


図 3.1-29 シル状マグマだまりの膨張後の変位プロファイル。  $z' = 0$ ,  $x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位  $U_z'$  のプロファイル。シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張。(a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d) 100。(赤)  $\eta_m' = 0.1$ , (青)  $\eta_m' = 1$ , (緑)  $\eta_m' = 5$ , (橙)  $\eta_m' = 10$ 。  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 1$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_c' = 1$  ( $c = 0$ )。

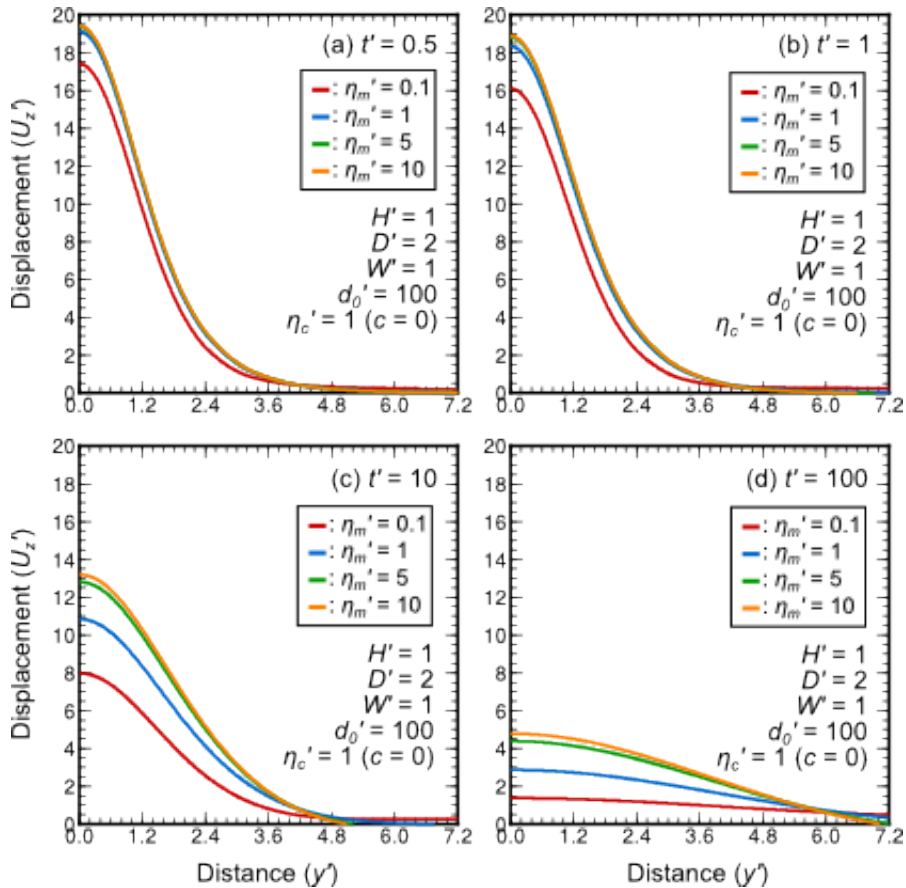


図 3.1-30 シル状マグマだまりの膨張後の変位プロファイル。  $z' = 0, x' = 0$  上の  $y'$  に沿った垂直変位  $U_z'$  のプロファイル。シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張。 (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ 。 (赤)  $\eta_m' = 0.1$ , (青)  $\eta_m' = 1$ , (緑)  $\eta_m' = 5$ , (橙)  $\eta_m' = 10$ 。  $H' = 1, D' = 2, W' = 1, d_0' = 100, \eta_c' = 1 (c = 0)$ 。

### 3.1.3.1.5 粘性率の深さ依存性について

本節におけるここまでは、モデルの振る舞いを地殻・マントルそれぞれが空間的に一様な粘性率を持つ場合のみで記述してきた。つまり、式(1)における定数パラメータ  $c$  を  $c = 0$  としてきた。本小節では、深さに依存した粘性率分布を考慮して、それによりモデルに一般的な振る舞いがどう依存するのかを記述する。

図 3.1-31 に、深さ  $D' = 1$  で  $W' = 0.5$  を持つシル状マグマだまりが瞬間的に膨張した時の地表隆起（垂直変位,  $U_z'$ ）のコンターを、それぞれの時間毎；(a)  $t' = 0$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ , で描いているが、そこにおいては式(3)のパラメータ  $c$  を 1.7269 とし、地殻の底の粘性率  $\eta_{c0}'$  が 1, 地表面での粘性率が  $10^3$  となるような、深さに依存した地殻内粘性率を考慮している。ただし、 $H' = 1$  とし、モデルの最上部の厚さ 1 の部分を弾性層と置き換えている； $H = 1$ 。またマントルの粘性率  $\eta_m'$  は空間的に一様で 1 という値を与えている。

図に示されるモデルの振る舞いは、図 3.1-4 と同じで、シル状マグマだまりの瞬間膨張に対する弾性応答で得られた同心円状の初期隆起が、その後の粘弾性応答により時間とともに減少していく。特に粘性率の深さ依存性がその一般的なモデルの振る舞い自体を変えるということはない。

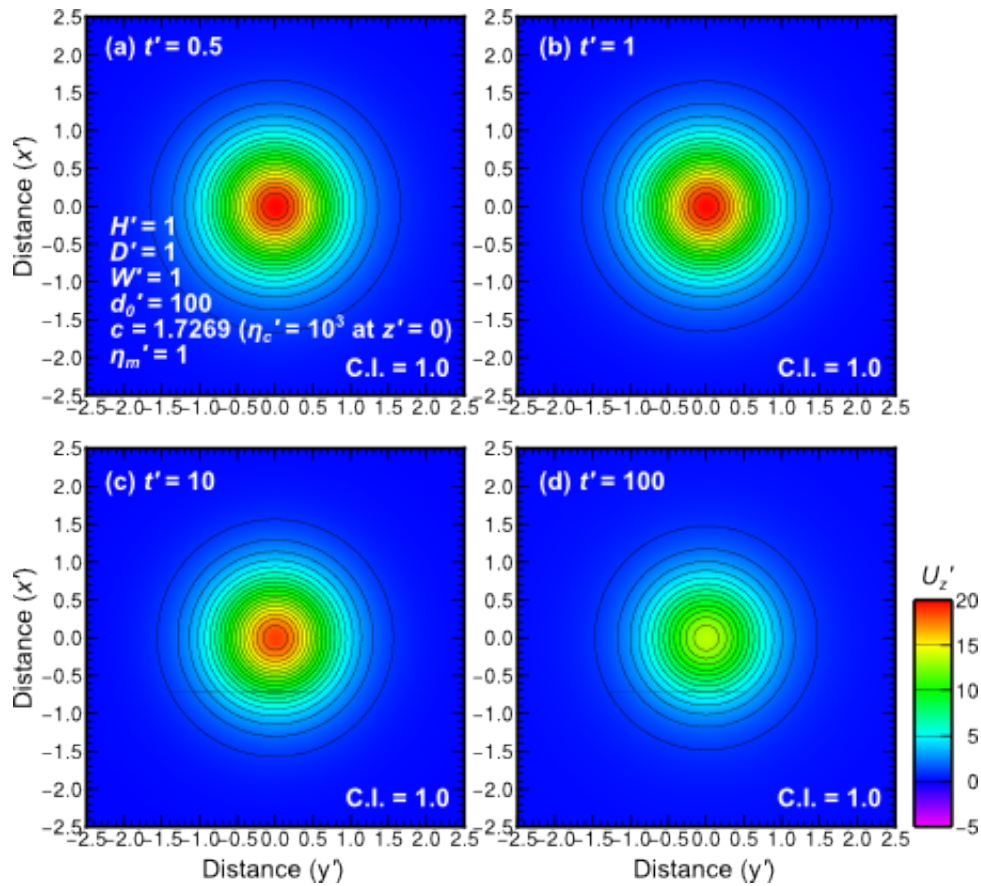


図 3.1-31: シル状マグマだまりの膨張後の変位の分布. 地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_{c0}' = 1$ ,  $c = 1.7269$ ,  $\eta_m' = 1$ . コンター間隔は 1.

ただ、図 3.1-4 と比較して、粘弾性緩和による隆起量の減少はずいぶん穏やかであるのは、より高い粘性率をもつ粘性構造だからである。

図 3.1-32 には、粘性率が空間的に一様であるモデル (UNV モデル) と粘性率が深さに依存するモデル (DDV モデル) との変位の違いをそれぞれの時間毎にコンターで示している。UNV モデルにおいては、 $\eta_c' = \eta_m' = 1$  ( $c = 0$ ) とし、DDV モデルにおいては  $c = 1.7269$ 、そして  $\eta_m' = 1$  とし、両者の変位の違い、 $\Delta U_z' = U_{z\_DDV}' - U_{z\_UNV}'$  のコンターの違いを描いている。DDV モデルの変位から UNV モデルの変位を差し引いているので、 $\Delta U_z'$  が正の場合、DDV モデルの変位が UNV モデルの変位よりも大きいということ、 $\Delta U_z'$  が負の場合、DDV モデルの変位が UNV モデルの変位よりも小さいということになる。どの時間においても、近地場、つまり同心円の中心部に近いところでは、DDV モデルの変位が UNV モデルの変位よりも大きい、つまり DDV モデルにおける粘弾性緩和による変位量の減少がより小さい、その一方、遠地場、同心円の中心部から離れたところでは、DDV モデルの変位が UNV モデルの変位よりも小さい、つまり粘弾性緩和による隆起量の減少がより大きくなっている。粘性率が深さととも変化している場合、粘弾性緩和により隆起量は減少すること自体は変わらないが、UNV モデルと比較しての相対的な減少速度は、場所により異なることが分かる。

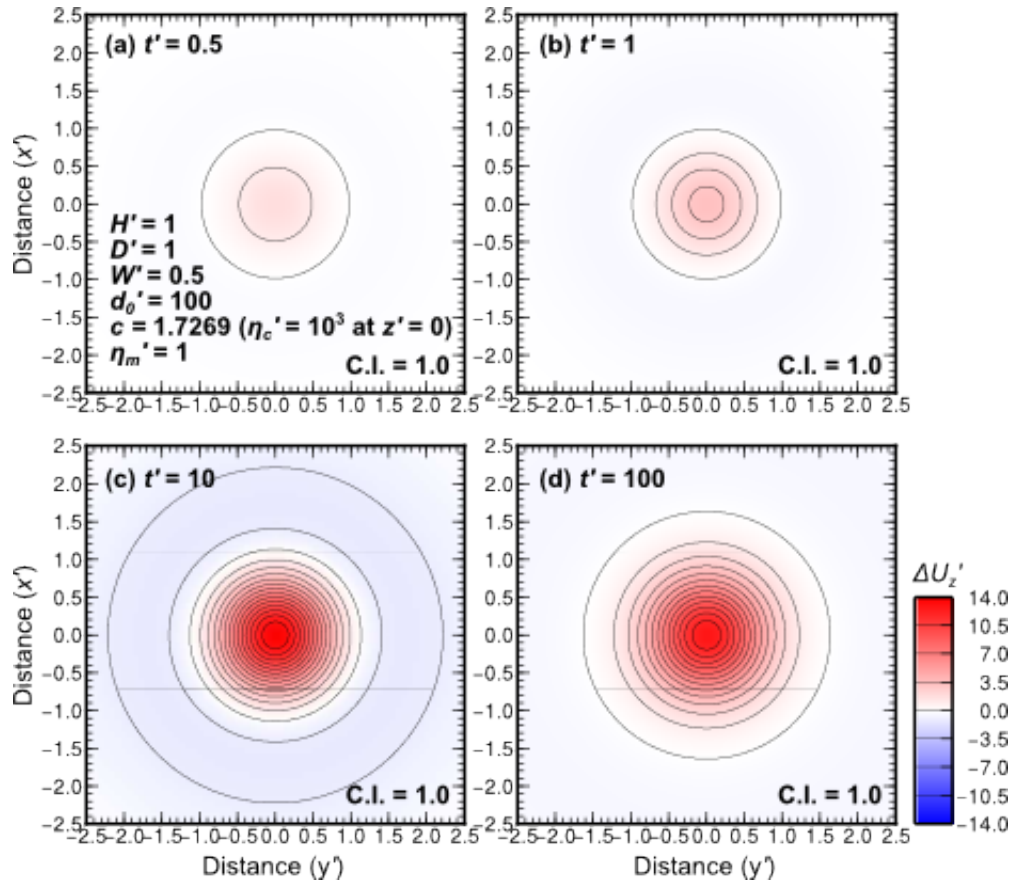


図 3.1-32 シル状マグマだまりの膨張後における UNV モデル( $c = 0$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ )と DDV モデル( $c = 1.7269$ ,  $\eta_c' = 1$ ,  $\eta_m' = 1$ )との変位差の分布. DDV モデルにおける地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_{z,DDV}'$  から UNV モデルにおける地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_{z,UNV}'$  を差し引いた変位差  $\Delta U_z' = U_{z,DDV}' - U_{z,UNV}'$  をプロット. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ . コンター間隔は 1.

図 3.1-33, -34 には, 図 3.1-32 と同じものを, それぞれ  $c = 0.5756, 2.8782$  として, UNV モデルの変位に対する DDV モデルの変位の差;  $\Delta U_z' = U_{z,DDV}' - U_{z,UNV}'$  を示している. これらにより, 粘性率の深さ依存性が変わると, UNV モデルに対する DDV モデルの振る舞いがどのように変わるのかを窺い知ることができる.  $c = 0.5756$  の場合, つまり, 粘性率の深さ方向に変化するその変化勾配が, より小さい場合でも,  $c = 2.8782$  の場合, つまり 粘性率の変化勾配が大きい場合でも, 同心円の中心付近は DDV モデルにおける粘弾性緩和による変位の減少が UNV モデルよりも小さく, 同心円の外側では DDV モデルにおける粘弾性緩和による変位の減少が UNV モデルよりも大きい.

図 3.1-35 には, 地表面 ( $z' = 0$ ) の  $x' = 0$  上の  $y' =$  (a) 0.0, (b) 0.2, (c) 0.4, (d) 0.8 における変位の時間変化を示している. 粘性率の深さ依存性は, (赤)  $c = 0$  (UNV モデル), (青)  $c = 0.5756$ ;  $z' = 0$  での  $\eta_c' = 10$ , (緑)  $c = 1.7269$ ;  $z' = 0$  での  $\eta_c' = 10^3$ , (橙)  $c = 2.8782$ ;  $z' = 0$  での  $\eta_c' = 10^5$ . シル状マグマだまり膨張の概要が同じでも;  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ , そして地表面の同じ場所でも, 瞬間膨張に対する弾性応答としての初期隆起が時間とともに減少するその速度が,  $c$  の値に規定



されて異なっている； $c$ の値が大きいほど、つまり、地殻内の粘性勾配が大きいほど、粘弾性緩和の速度が緩やかになる。

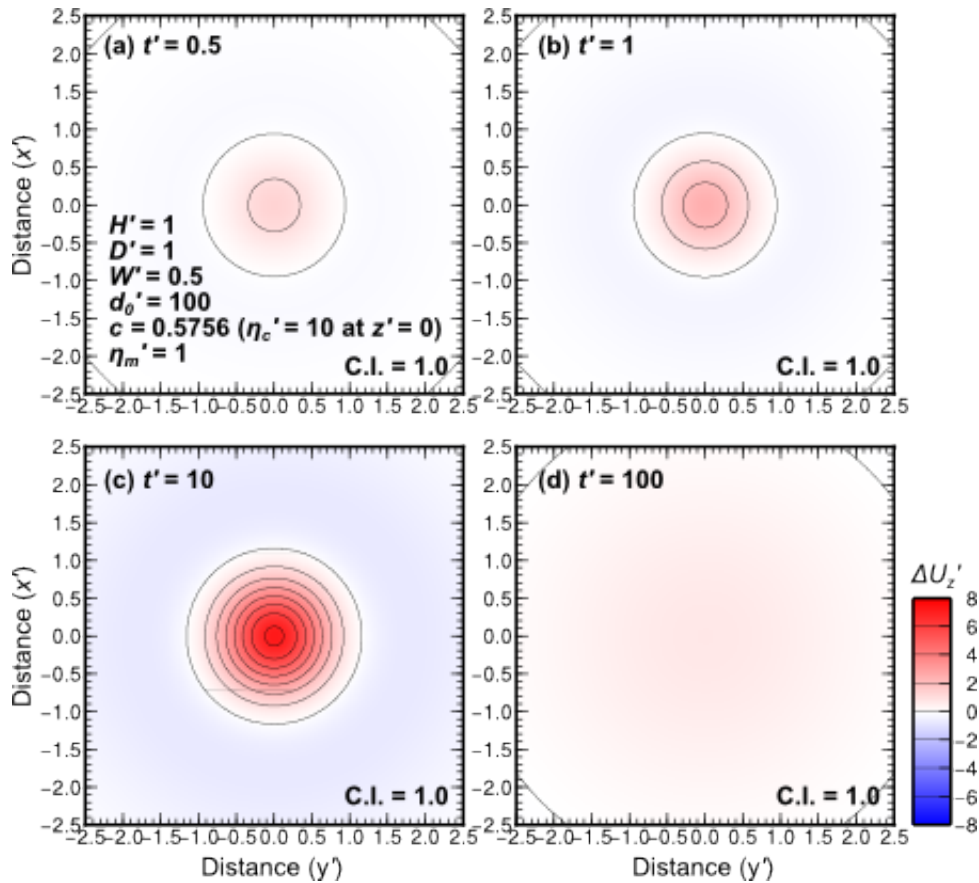


図 3.1-33 シル状マグマだまりの膨張後における UNV モデル( $c = 0$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ )と DDV モデル( $c = 0.5756$ ,  $\eta_{c0}' = 1$ ,  $\eta_m' = 1$ )との変位差の分布. DDV モデルにおける地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_{z\_DDV}'$  から UNV モデルにおける地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_{z\_UNV}'$  を差し引いた変位差  $\Delta U_z' = U_{z\_DDV}' - U_{z\_UNV}'$  をプロット. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ . コンター間隔は 1.

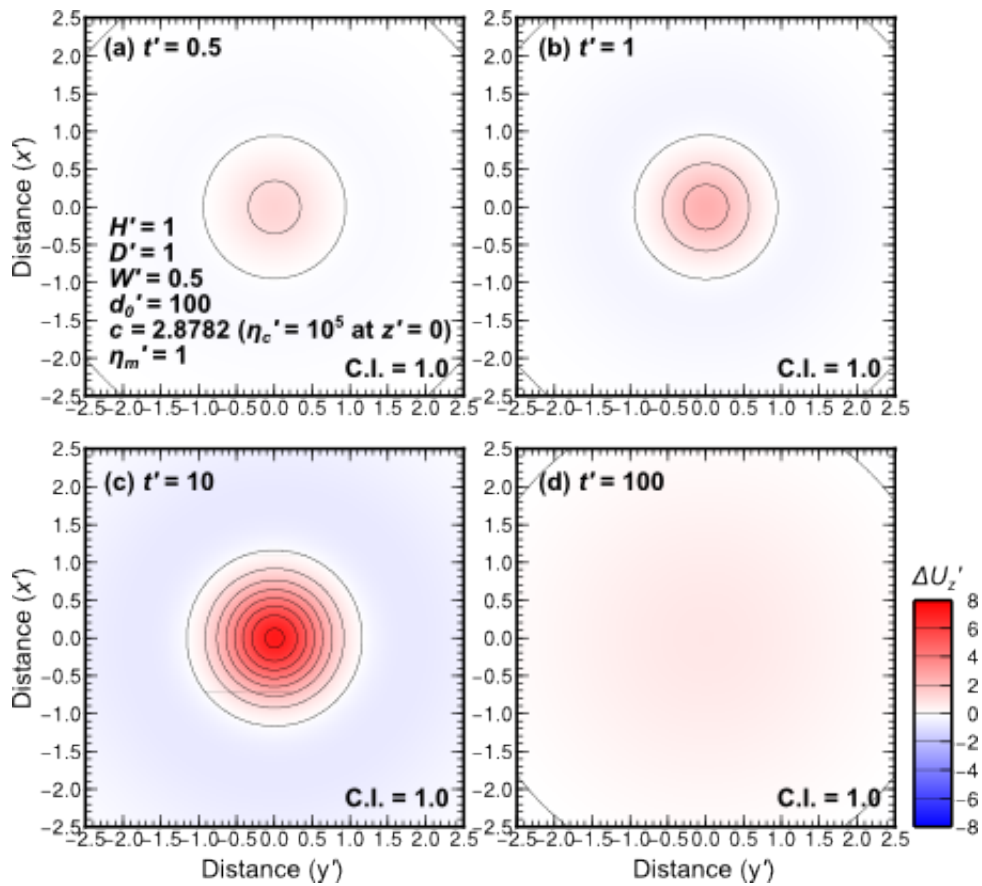


図 3.1-34: シル状マグマだまりの膨張後における UNV モデル( $c = 0$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ )と DDV モデル( $c = 2.8782$ ,  $\eta_{c0}' = 1$ ,  $\eta_m' = 1$ )との変位差の分布. DDV モデルにおける地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_{z\_DDV}'$  から UNV モデルにおける地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_{z\_UNV}'$  を差し引いた変位差  $\Delta U_z' = U_{z\_DDV}' - U_{z\_UNV}'$  をプロット. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ . コンター間隔は 1.

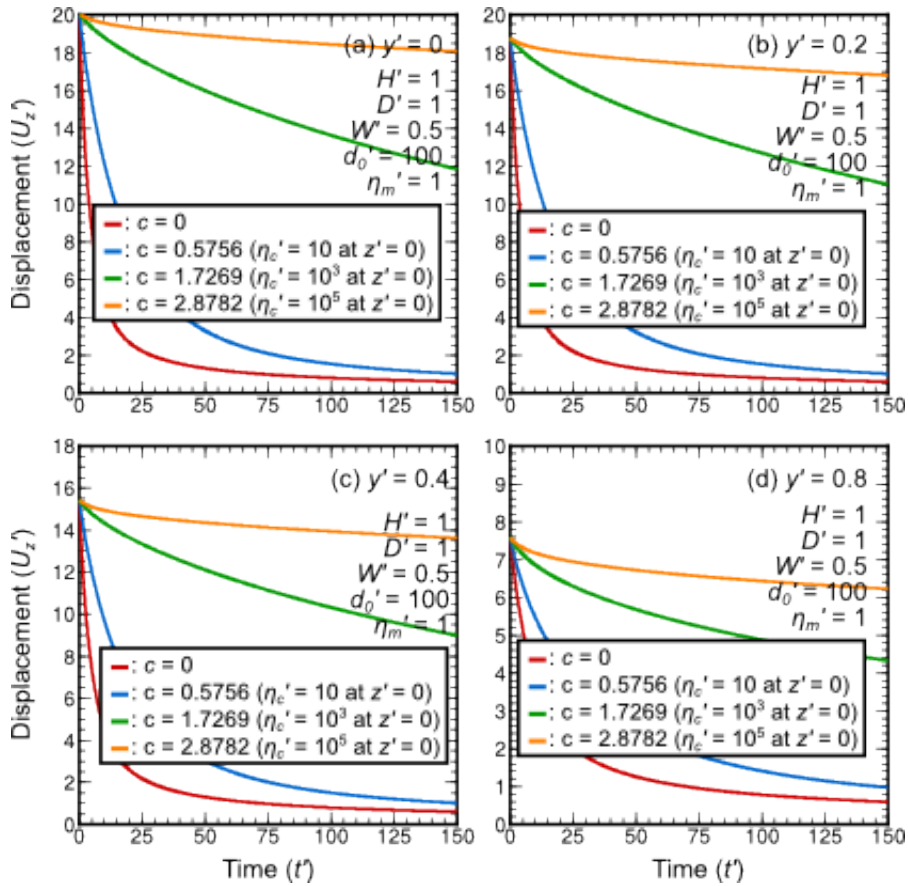


図 3.1-35  $x' = z' = 0$  での垂直変位  $U_z'$  の時間変化. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張. (a)  $y' = 0$ , (b)  $y' = 0.2$ , (c)  $y' = 0.4$ , (d)  $y' = 0.8$ . (赤)  $c = 0$ , (青)  $c = 0.5756$ , (緑)  $c = 1.7269$ , (橙)  $c = 2.8782$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $d_0' = 100$ ,  $\eta_{c0}' = 1$ ,  $\eta_m' = 1$ .

### 3.1.3.2 時間依存を持つマグマだまりの膨張に対する粘弾性応答

本節では、シル状マグマだまりがある時間をかけて膨張することに対する地殻・マンタルの粘弾性応答を記述する。前節の終わりには粘性率の深さ依存性を考慮したが、ここではまた粘性率を空間的に一様であると仮定することにする；つまり  $\eta_c' = \eta_m' = 1$  ( $c = 0$ )。

#### 3.1.3.2.1 ある特定の深さでのシルの膨張

本小節では、シル状マグマだまりの中心； $x' = y' = 0$  での厚さが図 3.1-36 に示したような時間変化をすることとする。その厚さは、

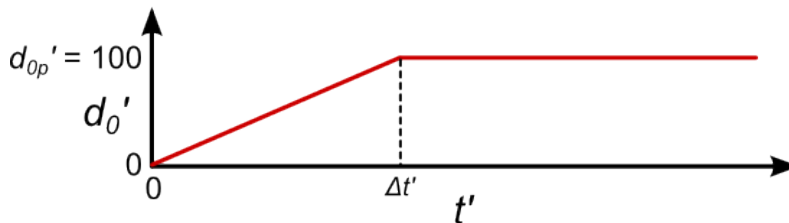


図 3.1-36 時間をかけてシル状マグマだまりが膨張する場合における、シル状マグマだまりの中心での厚さ  $d_0'$  の時間変化. 時間  $t' = 0$  から線形増加し、時間  $t' = \Delta t'$  で  $d_0'$  が  $d_{0p}' = 100$  になり、その後その厚さを保持し続ける。

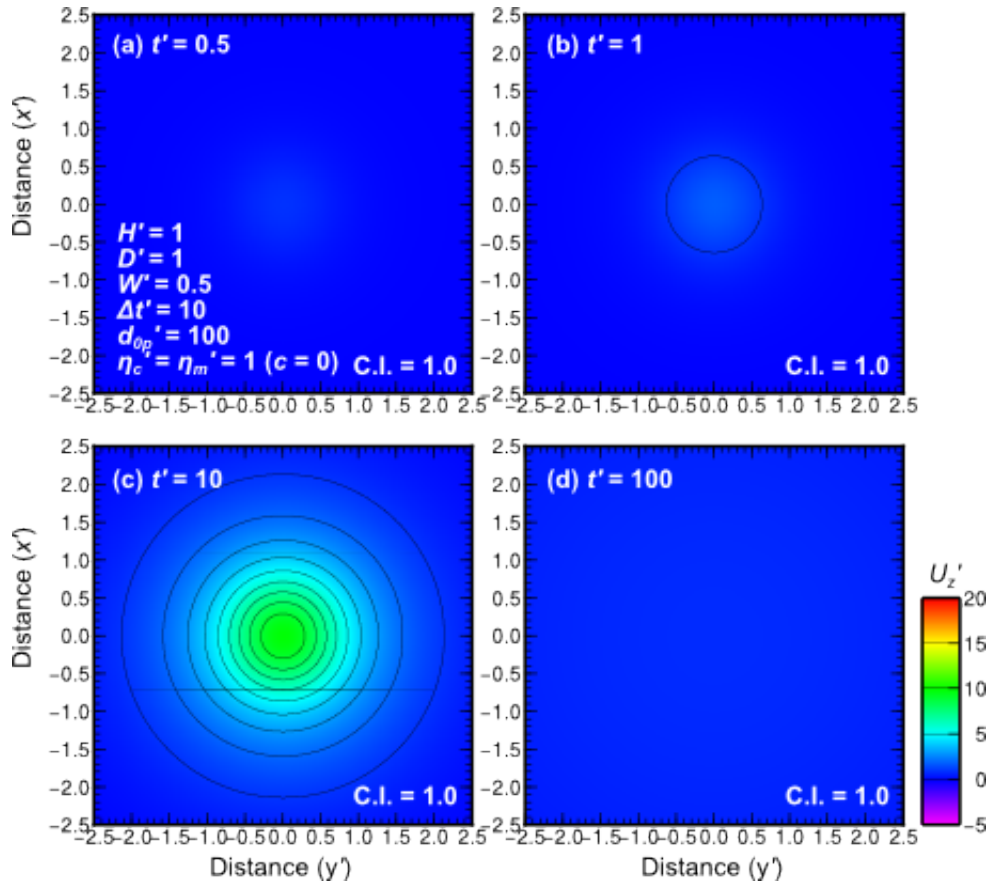


図 3.1-37 シル状マグマだまりの膨張にともなう変位の分布. 地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  から線形増加し, 時間  $t' = \Delta t' \geq 10$  で  $d_o' = d_{op}' = 100$ . (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ . コンター間隔は 1.

$$d_o'(t') = d_{op}'/\Delta t' \text{ for } t' \leq \Delta t' \quad (5)$$

$$d_o'(t') = d_{op}' \quad \text{for } t' > \Delta t' \quad (6)$$

により規定されるが, 本小節においては  $d_{op}' = 100$  とし, その何%の隆起量が地表面で得られるのかを調べる.

図 3.1-37 は, 深さ  $D' = 1$  で  $W' = 0.5$  を持つシルが,  $\Delta t' = 10$  の時間をかけて膨張した時の地表面隆起 (垂直変位,  $U_z'$ ) のコンターを, それぞれの時間毎 ; (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ , で描いている. 弾性層の厚さ  $H'$  は 1, そして先にも書いたように, 地殻・マン托ルの粘性率  $\eta_c'$ ,  $\eta_m'$  は空間的に一様でその値はともに 1 である. シル状マグマだまりの膨張が進むに従い地表面の隆起を得ることができ, 最大隆起は, シル状マグマだまりの膨張が終わる  $t' = 10$  で得られる. 得られる最大隆起量は, しかし, 瞬間的にシル状マグマだまりが膨張した場合の最大隆起量の半分程度でしかない. シル状マグマだまりが膨張する過程においては粘弾性緩和が常に同時進行しているからである.

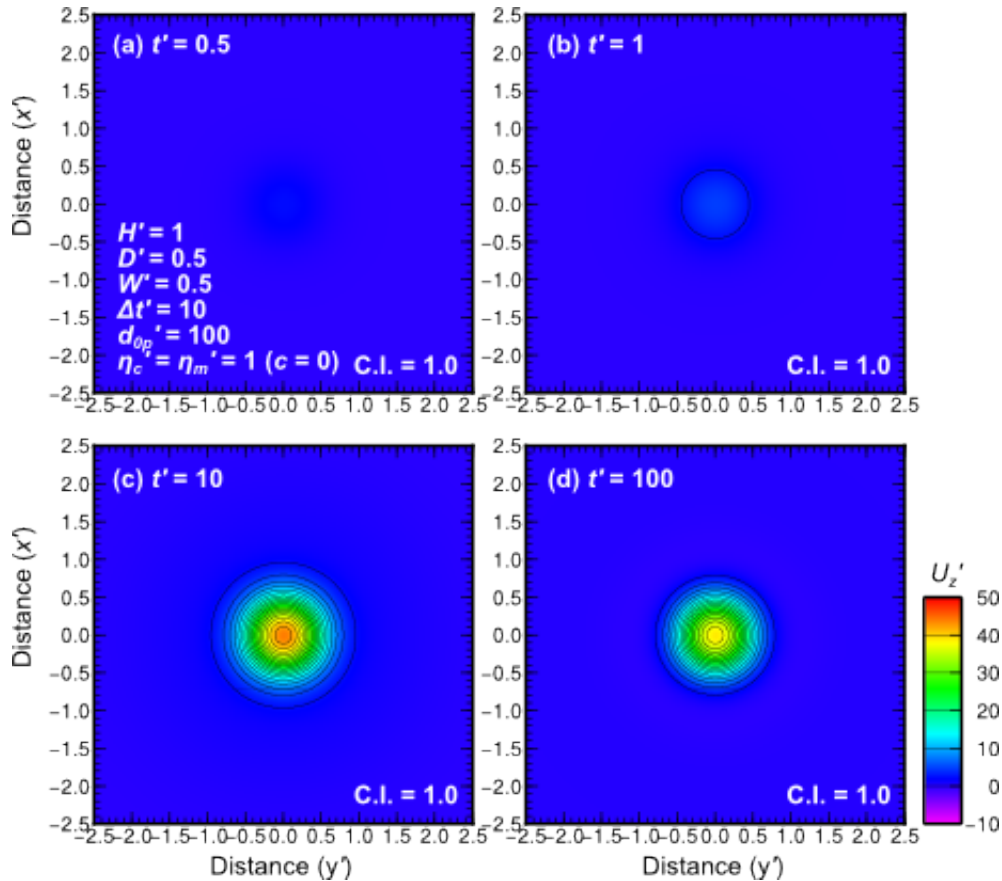


図 3.1-38: シル状マグマだまりの膨張にともなう変位の分布. 地表面  $z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$ . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  から線形増加し, 時間  $t' = \Delta t' \geq 10$  で  $d_o' = d_{op}' = 100$ . (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D' = 0.5$ ,  $W' = 0.5$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ . コンター間隔は 1.

図 3.1-38 は, 図 3.1-37 と同じものを  $D' = 0.5$  とした場合, つまりシル状マグマだまりの膨張が弾性層内で生じた場合で描いている. この場合, 得られる最大隆起は同じくシル状マグマだまりの膨張が終わる  $t' = 10$  においてであるが, 瞬間的に膨張した場合の 90%程度の隆起量を得ることができる. 弾性層内に再分配された応力は緩和しないので, 粘弾性緩和による隆起量の減少が制限されるからである.

図 3.1-39 は, シル状マグマだまりの真上の地表面( $x' = y' = z' = 0$ )での隆起量の時間変化を描いている. シルの深さ  $D'$ は, (a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1$ , (d)  $D' = 1.5$ , そして, シル状マグマだまりの赤道半径  $W'$ は 0.5 である. シル状マグマだまりが膨張して中心での厚さが  $d_{op}' = 100$  に至る時間  $\Delta t'$ は, (赤)  $\Delta t' = 1$ , (青)  $\Delta t' = 1$ , (緑)  $\Delta t' = 1$ , (橙)  $\Delta t' = 1$ , (桃)  $\Delta t' = 1$ , (黄)  $\Delta t' = 1$ , (紫)  $\Delta t' = 1$ .  $D' = 0.2$  の場合, 粘弾性緩和がほとんど許されないので, モデルの応答はほぼ弾性応答に近い. しかし, わずかながらの弾性応力が粘弾性層にも分配され, 隆起後にわずかながらの粘弾性応答による地表面沈降が観察されるが, それも  $\Delta t' \leq 10$  の場合に限られる.  $\Delta t' \geq 50$  になると, シル状マグマだまりの膨張により地表面が隆起する過程において, 緩和できる応力はすべて緩和されてしまっている.

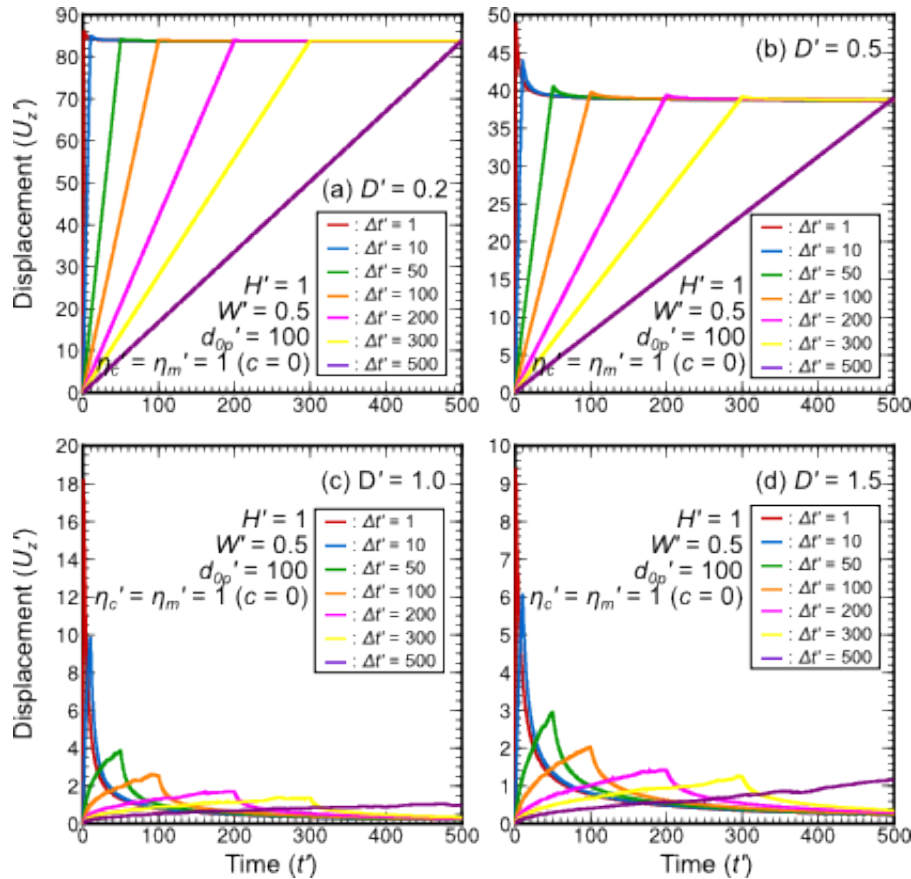


図 3.1-39  $x' = z' = 0$  での垂直変位  $U_z'$  の時間変化. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  から線形増加し, 時間  $t' \geq \Delta t'$  で  $d_o' = d_{op}' = 100$ . (a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ . (赤)  $\Delta t' = 1$ , (青)  $\Delta t' = 10$ , (緑)  $\Delta t' = 50$ , (橙)  $\Delta t' = 100$ , (桃)  $\Delta t' = 200$ , (黄)  $\Delta t' = 300$ , (紫)  $\Delta t' = 500$ .  $H' = 1$ ,  $W' = 0.5$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

さて, 同じく弾性層内での膨張であるが, より粘弾性層に近い深さ  $D' = 0.5$  の場合, シル状マグマだまりの膨張により粘弾性層内に再分配される応力量も大きくなり, 隆起後の粘弾性緩和による沈降量も大きくなる. しかし,  $\Delta t' \geq 50$  になると, シル状マグマだまりの膨張により地表面が隆起する過程において粘弾性緩和がほとんど完了してしまい, シルの膨張が止まった後の粘弾性緩和はほとんど起きない.  $D' = 0.5$  の場合に生じる粘弾性緩和量は,  $\Delta t' = 1$  の場合で得られる最大隆起量と  $\Delta t' \geq 50$  で得られる最大隆起量との違いに反映される.

シル状マグマだまりの膨張がさらに深いところ, つまり粘弾性層で生じると, シル状マグマだまりの膨張にともない生じる粘弾性緩和量は, 弾性層内での膨張に比べて有意に大きくなる. それが,  $D' = 1, 1.5$  の場合である. シル状マグマだまりの膨張により地表面が隆起する過程において粘弾性緩和量も大きいので,  $\Delta t' \geq 10$  になると, 得られる最大隆起量も極端に小さくなってしまふ.  $\Delta t' \geq 50$  で得られる最大隆起量はシル状マグマだまりの最大厚さの数%以下でしかない. しかし,  $\Delta t' < \sim 50$  においては, シル状マグマだまりの厚さ増加の速度に粘弾性緩和が追いつけず, シル状マグマだまりの膨張が止まった後には有意な地表面沈降が生じることになる.

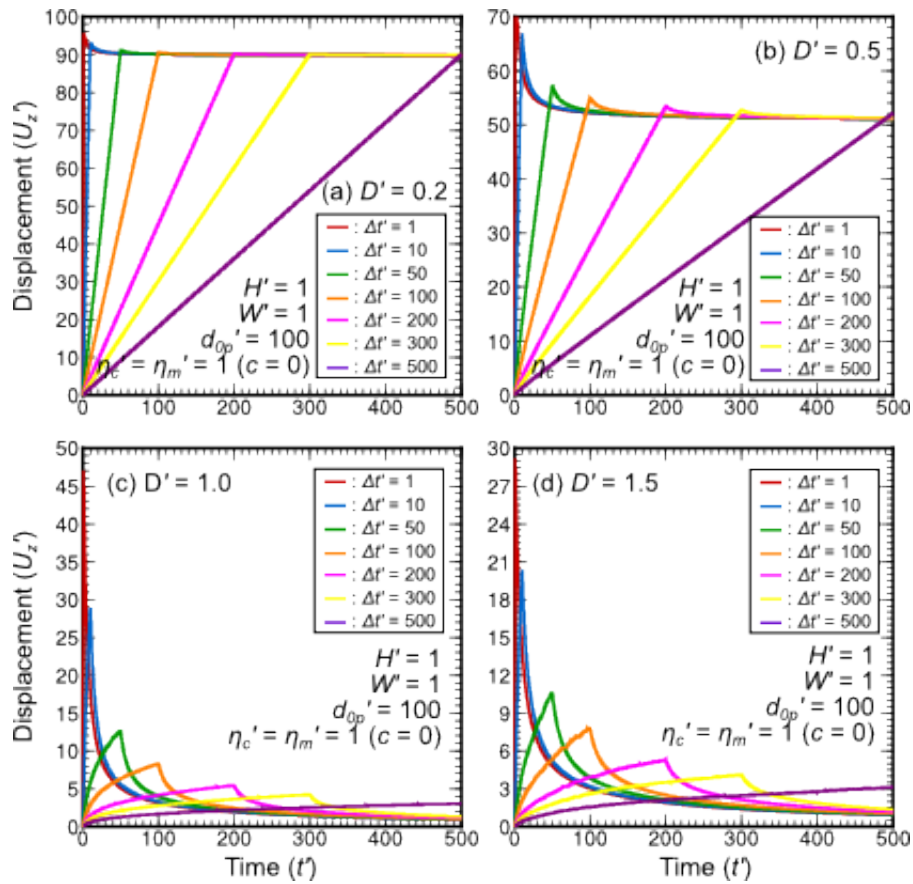


図 3.1-40  $x' = z' = 0$  での垂直変位  $U_z'$  の時間変化. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  から線形増加し, 時間  $t' \geq Dt'$  で  $d_0' = d_{op}' = 100$ . (a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ . (赤)  $\Delta t' = 1$ , (青)  $\Delta t' = 10$ , (緑)  $\Delta t' = 50$ , (橙)  $\Delta t' = 100$ , (桃)  $\Delta t' = 200$ , (黄)  $\Delta t' = 300$ , (紫)  $\Delta t' = 500$ .  $H' = 1$ ,  $W' = 1$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

図 3.1-40, -41 に, 図 3.1-39 と同じものをそれぞれ  $W' = 1, 0.3$  の場合で示してみる. シル状マグマだまりの赤道半径が大きくなり小さくなったらどうなるのかをしてみる. シル状マグマだまりの赤道半径が大きいほど, 粘弾性層に再分配される応力量も大きくなるので, 生じる粘弾性緩和量も大きくなるという傾向が観察される. しかし, 緩和の時定数は,  $\eta_c' = 1$  と固定された粘性率から計算されるマックスウェル緩和時間に規定されるので, 与えられた  $\Delta t'$  において得られる最大隆起量は,  $W'$  が大きいほど大きく,  $W'$  が小さいほど小さくなる.  $W'$  が 1 のシル状マグマだまりが粘弾性層内で膨張する場合,  $\Delta t' \geq \sim 50 \cdot 100$  でシル状マグマだまりの最大厚さの 10% 以下の隆起量しか地表面で得ることができない.  $W' = 0.3$  では,  $D' \geq 1$  のどの場合でも, 地表面で得られる隆起量は, シル状マグマだまりの最大厚さの 10% 以下である; このことは図 3.1-14 から知ることもできる.

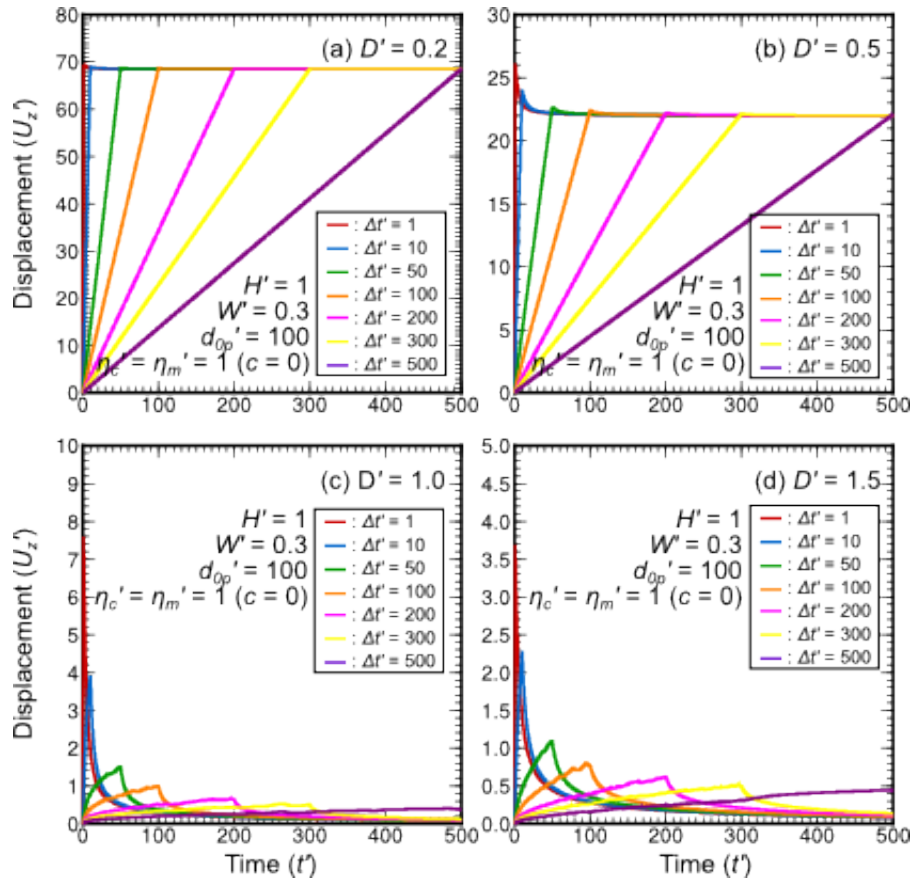


図 3.1-41  $x' = z' = 0$  での垂直変位  $U_z'$  の時間変化. シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  から線形増加し, 時間  $t' \geq Dt'$  で  $d_0' = d_{op}' = 100$ . (a)  $D' = 0.2$ , (b)  $D' = 0.5$ , (c)  $D' = 1.0$ , (d)  $D' = 1.5$ . (赤)  $\Delta t' = 1$ , (青)  $\Delta t' = 10$ , (緑)  $\Delta t' = 50$ , (橙)  $\Delta t' = 100$ , (桃)  $\Delta t' = 200$ , (黄)  $\Delta t' = 300$ , (紫)  $\Delta t' = 500$ .  $H' = 1$ ,  $W' = 0.3$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

図 3.1-42 には,  $x' = y' = 0$  での, 最大隆起量が得られる時間  $t' = \Delta t'$  における, 隆起量  $U_z'$  を,  $D'$  の関数として (a, d, g, j), あるいは  $W'$  の関数 (b, e, h, k) として, それぞれプロットしている. また,  $U_z'$  の常用対数値を  $(D'/W')$  の常用対数値の関数としても, プロットしている (c, f, i, l). 時間  $t' = \Delta t'$  は, (a, b, c)  $t' = \Delta t' = 1$ , (d, e, f)  $t' = \Delta t' = 10$ , (g, h, i)  $t' = \Delta t' = 100$ , (j, k, l)  $t' = \Delta t' = 300$ .  $D'$  の関数としてのプロットにおいては, 異なる  $W'$  の値を異なる色で示している; (赤)  $W' = 1$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . 一方,  $W'$  の関数としてのプロットにおいては, 異なる  $D'$  の値を異なる色で示している; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2$ , (水色)  $D' = 2.5$ . それらは全て図 3.1-14 と同じ.



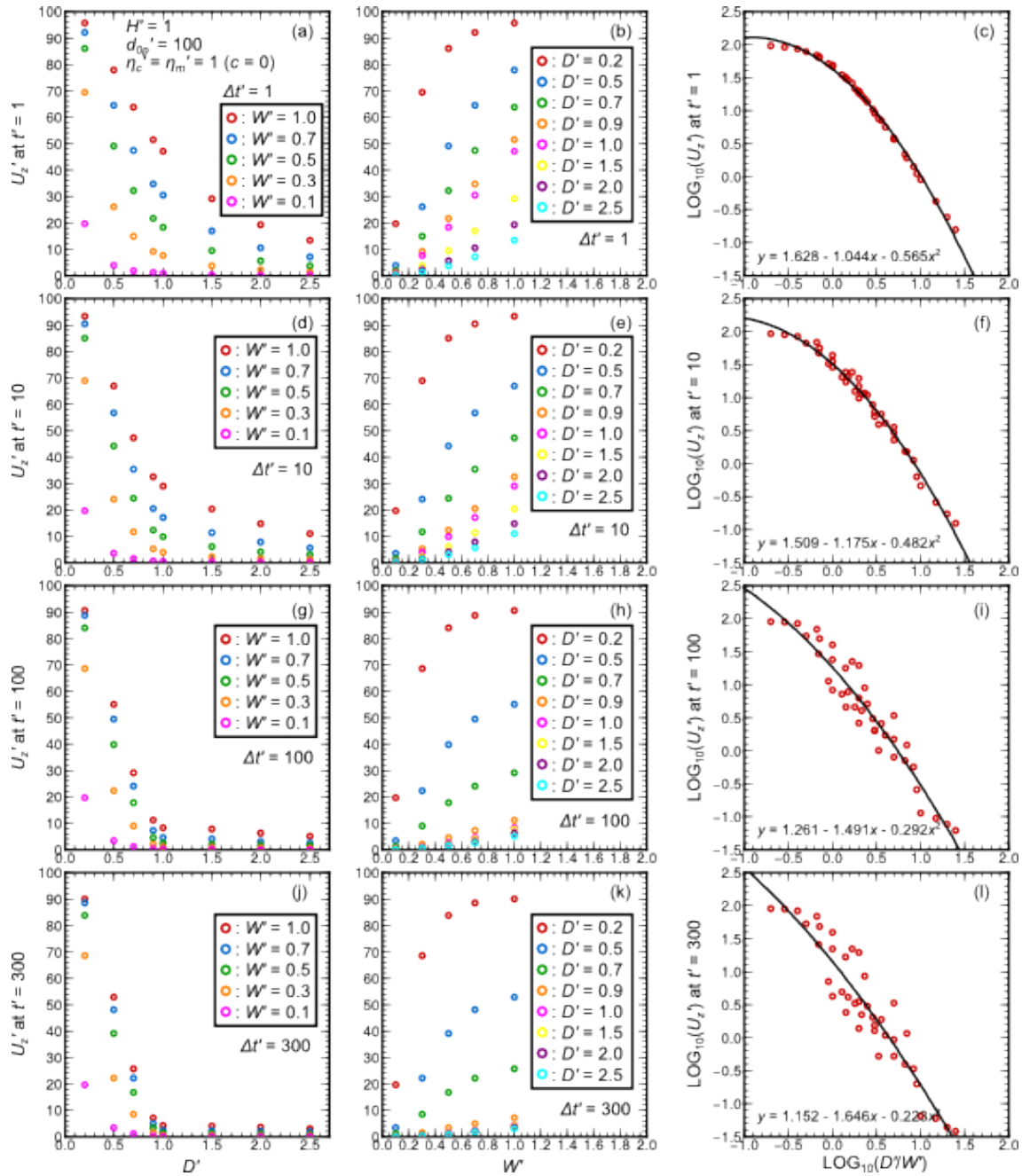


図 3.1-42 (a, d, g, j) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $D'$  の関数としてプロット; (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, e, h, k) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  を  $W'$  の関数としてプロット; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (c, f, i, l) 地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位  $U_z'$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(U_z')$  を  $(D'/W')$  の常用対数  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  の関数としてプロット; 曲線は二次関数による最小二乗近似. (a, b, c)  $t' = \Delta t' = 1$ , (d, e, f)  $t' = \Delta t' = 10$ , (g, h, i)  $t' = \Delta t' = 100$ , (j, k, l)  $t' = \Delta t' = 300$ . シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  から線形増加し, 時間  $t' \geq \Delta t'$  で  $d_0' = d_{op}' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

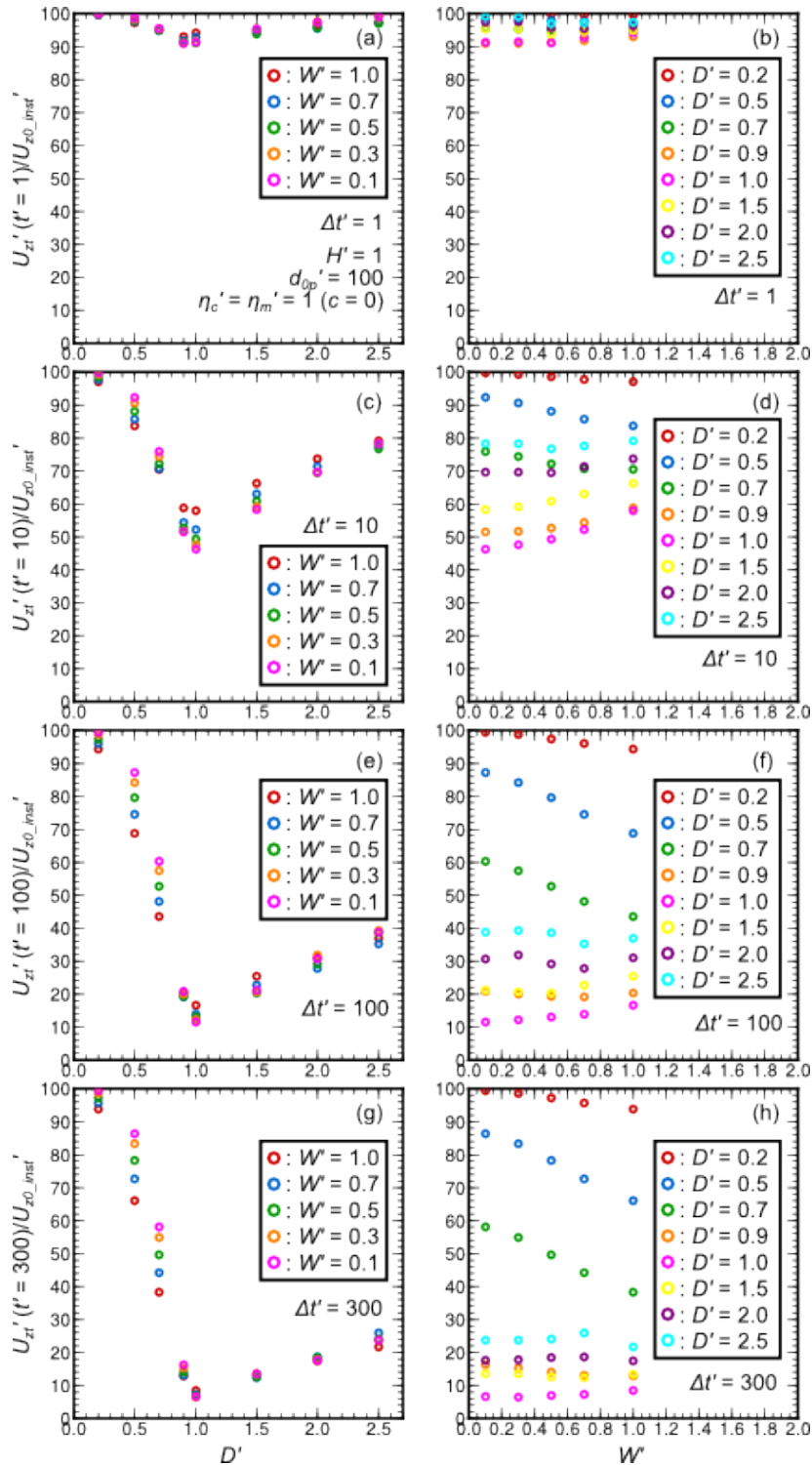


図 3.1-43 (a, c, e, g)  $U_{zt}'/U_{z0\_inst}' \times 100$  を  $D'$  の関数としてプロット;  $U_{zt}'$  は時間  $t'$  での地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位; シル状マグマだまりは時間  $t' = 0$  から線形増加し, 時間  $t' \geq \Delta t'$  で  $d_0' = 100$ ,  $U_{z0\_inst}'$  は シル状マグマだまりが時間 0 で瞬間膨張するモデルにおける時間 0 での地表面  $x' = y' = z' = 0$  上の垂直変位; (赤)  $W' = 1.0$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . (b, d, f, h)  $U_{zt}'/U_{z0\_inst}' \times 100$  を  $W'$  の関数としてプロット; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1.0$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2.0$ , (水色)  $D' = 2.5$ . (a, b)  $t' = 1$ , (c, d)  $t' = 10$ , (e, f)  $t' = 100$ , (g, h)  $t' = 300$ .  $H' = 1$ ,  $d_{0p}' = 100$ ,  $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ,  $c = 0$ .

$\Delta t' = 1$  の場合,  $\Delta t' = 0$  の場合との違いはほとんど見られない. 実際,  $\text{Log}_{10}(U_z)$  と  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  との関係はほぼ  $\Delta t' = 0$  の場合と同じである. つまりこのことは,  $\Delta t' = 1$ , 地殻の緩和時間と同じ時間をかけてシル状マグマだまりが膨張する場合, 瞬間的にシル状マグマだまりが膨張する場合とほぼ同じモデルを振る舞いが得られることを意味している.  $\Delta t' \geq 10$  になると, シル状マグマだまりが膨張している過程において生じる粘弾性緩和の効果が有意になってくる; その効果は特に  $D'$  を横軸にとった図,  $W'$  を横軸にとった図においては,  $\Delta t' \geq 100$  でのみはっきりと認識できるようになるが,  $\text{Log}_{10}(U_z)$  と  $\text{Log}_{10}(D'/W')$  との関係においては,  $\Delta t' = 10$  においてもはっきりと認識される.

図 3.1-43 には,  $x' = y' = 0$  での, 最大隆起量が得られる時間  $t' = \Delta t'$  における, 隆起量  $U_z'$  が, シル状マグマだまりの瞬間膨張の際に得られる初期隆起量の何%であるのかを,  $D'$  の関数として (a, d, g, j), あるいは  $W'$  の関数 (b, e, h, k) として, それぞれプロットしている. 時間  $t' = \Delta t'$  は, (a, b, c)  $t' = \Delta t' = 1$ , (d, e, f)  $t' = \Delta t' = 10$ , (g, h, i)  $t' = \Delta t' = 100$ , (j, k, l)  $t' = \Delta t' = 300$ .  $D'$  の関数としてのプロットにおいては, 異なる  $W'$  の値を異なる色で示している; (赤)  $W' = 1$ , (青)  $W' = 0.7$ , (緑)  $W' = 0.5$ , (橙)  $W' = 0.3$ , (桃)  $W' = 0.1$ . 一方,  $W'$  の関数としてのプロットにおいては, 異なる  $D'$  の値を異なる色で示している; (赤)  $D' = 0.2$ , (青)  $D' = 0.5$ , (緑)  $D' = 0.7$ , (橙)  $D' = 0.9$ , (桃)  $D' = 1$ , (黄)  $D' = 1.5$ , (紫)  $D' = 2$ , (水色)  $D' = 2.5$ . それらは全て図 3.1-14, -42 と同じである.

図 3.1-42 の説明において,  $\Delta t' = 1$  では瞬間膨張  $\Delta t' = 0$  の場合とほとんど同じモデルの振る舞いが予測されると書いた. 実際, 図 43 における  $\Delta t' = 1$  の場合, 全ての  $D', W'$  で  $\Delta t' = 0$  の場合の 90% 以上の隆起量が得られている.  $\Delta t' \geq 10$  になると, シル状マグマだまりが膨張している過程において生じる粘弾性緩和の効果が大きく有意になってくるわけだが,  $D' = 1$  の場合で, シル状マグマだまりが膨張している過程における粘弾性緩和が最も大きく進む.  $D' \leq 1$  では,  $D'$  が大きいほどシル状マグマだまりが膨張している過程における粘弾性緩和がより大きくなり,  $D' \geq 1$  では,  $D'$  が大きいほどシル状マグマだまりが膨張している過程における粘弾性緩和がより小さくなる. 一方,  $W'$  への依存性についてであるが,  $\Delta t' = 1$  では,  $D'$  への依存性と同じく,  $W'$  への強い依存性は見られない.  $\Delta t' \geq 10$  においては,  $0.5 \leq D' \leq 2.0$  で  $W'$  への依存性が高まっているが,  $\Delta t' \geq 100$  では,  $D' \geq 0.9$  でまた  $W'$  への依存性は有意なものではなくなっていく.

### 3.1.3.2.2 マグマだまりの上昇過程に対する粘弾性応答

本小節では, シル状マグマだまりが浅い所に移動してくる場合を考えてみる. A と B の 2 つのシルの深さ,  $D_A'$  と  $D_B'$  を考え,  $D_A' < D_B'$  とする. より深い  $D_B'$  でのシル状マグマだまりの中心の厚さ変化は, 図 44 における赤線のように, 時間  $t' = 0$  で瞬間的に膨張したシル状マグマだまりが, 時間とともに線形減少し, 時間  $t' = \Delta t'$  で 0 となり, それ以降は厚さ 0 を保持する:

$$d_0'(t') = d_{0p}' \quad \text{for } t' = 0 \quad (7)$$

$$d_0'(t') = d_{0p}' - (d_{0p}'/\Delta t')t' \quad \text{for } 0 < t' < \Delta t' \quad (8)$$

$$d_0'(t') = 0 \quad \text{for } t' \geq \Delta t' \quad (9)$$

ここで  $d_{0p}'$  は 100 という値を持つ. 一方, より浅い  $D_A'$  でのシル状マグマだまりの中心の厚さ変化は, 図 3.1-44 における青線のように, 深さ  $D_A'$  で瞬間的に膨張したシル状マグマだまりが時間

とともに収縮するのと同じ速度で膨張し、 $t' = \Delta t'$ で  $d_{0p}'$ の厚さとなり、それ以降  $d_{0p}'$ の厚さを保持する：

$$d_0'(t') = (d_{0p}'/\Delta t')t' \quad \text{for } t' \leq \Delta t' \quad (10)$$

$$d_0'(t') = d_{0p}' \quad \text{for } t' > \Delta t' \quad (11)$$

このように、実際のマグマの移動は考えず、2つの深さそれぞれでの厚さ変化を通して、シル状マグマだまりが浅いところへ移動することをモデリングした。

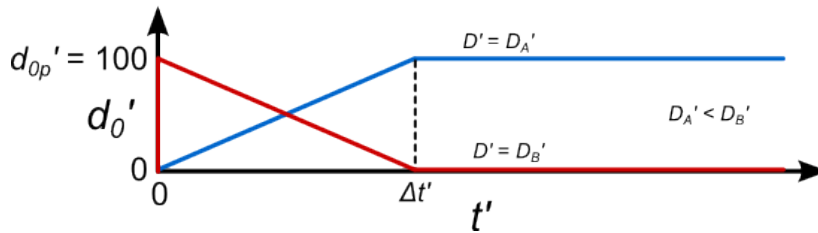


図 3.1-44 深さ  $D_B'$ (赤)と深さ  $D_A'$ (青)におけるシル状マグマだまりの中心での厚さ  $d_0'$ の時間変化.  $D_A' > D_B'$ . より深い  $D_B'$ では、時間  $t' = 0$ でシルは瞬間膨張し  $d_0' = d_{0p,A}' = 100$ になり、その後線形減少、そして時間  $t' \geq \Delta t'$ で  $d_0'$ は 0. より浅い  $D_A'$ では、時間  $t' = 0$ から線形増加し、時間  $t' = \Delta t'$ で  $d_0' = d_{0p,B}' = 100$ になり、その後その厚さを保持し続ける.

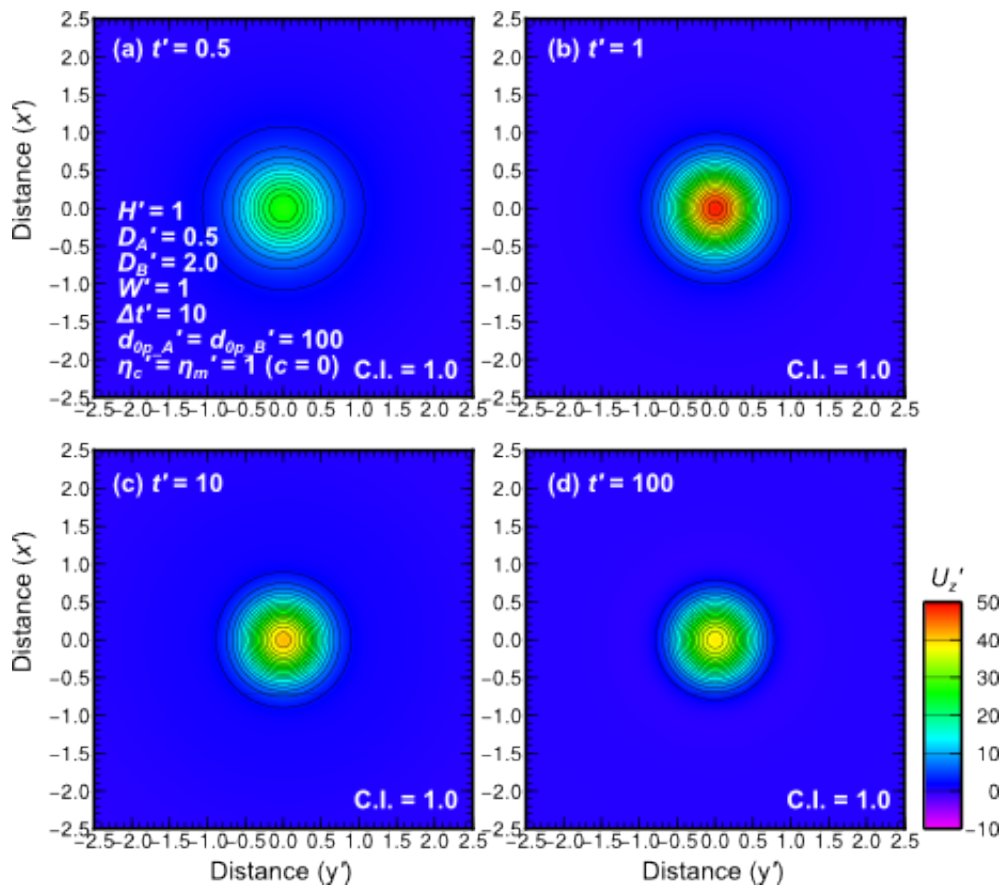


図 3.1-45: シル状マグマだまりの膨張・収縮にともなう変位の分布. 地表面  $z' = 0$ 上の垂直変位  $U_z'$ . それぞれの深さ  $D_A'$ ,  $D_B'$ におけるシル状マグマだまりの中心での厚さ変化は図 44 に従う. (a)  $t' = 0.5$ , (b)  $t' = 1$ , (c)  $t' = 10$ , (d)  $t' = 100$ .  $H' = 1$ ,  $D_A' = 0.5$ ,  $D_B' = 2.0$ ,  $W' = 0.5$ ,  $\eta_c = \eta_m = 1$ ,  $c = 0$ ,  $\Delta t' = 10$ . コンター間隔は 1.

図 3.1-45 は、 $W' = 0.5$  を持つシル状マグマだまりが深さ  $D_B' = 2$  で瞬間的に膨張した後、 $\Delta t' = 1$  の時間をかけて、深さ  $D_A' = 0.5$  へ移動した時の、地表面隆起（垂直変位、 $U_z'$ ）のコンターを、それぞれの時間毎；(a)  $t' = 0.5$ ，(b)  $t' = 1$ ，(c)  $t' = 10$ ，(d)  $t' = 100$ ，で描いている。弾性層の厚さ  $H'$  は 1，地殻・マンツルの粘性率  $\eta_c'$ ， $\eta_m'$  は空間的に一様でその値はともに 1 である。前小節において記述したように、地殻の緩和時間と同じ時間スケール  $\Delta t' = 1$  でマグマが膨張・収縮する場合は、モデルの振る舞いをほぼ弾性応答に近く、粘弾性緩和の効果は僅かである。したがって、それと同じ時間スケール  $\Delta t' = 1$  でマグマだまりが移動する場合も同じで、ほぼ弾性応答と同等であると考えられる。マグマの移動が完了する  $t' = \Delta t' = 1$  まで、地表面が隆起し続けていることは、 $D' = D_B'$  でマグマだまりが収縮する効果より、 $D' = D_A'$  とより浅いところで膨張する効果が上回っているからである。また、時間  $t' = 0.5$  においてすでに有意な隆起が見られるのは、時間  $t' = 0$  に  $D' = D_B'$  で、瞬間的にマグマだまりが膨張しているからである。 $\Delta t' \geq 10$  においては、図 38 に示したモデルの振る舞いと同じである。つまり、時間  $t' = 0$ ， $D' = D_B'$  で、瞬間的にマグマだまりが膨張することによる初期隆起が見られることを除けば、 $D_A' = 0.5$  でシル状マグマだまりが  $\Delta t' = 1$  の時間をかけて膨張するモデルの振る舞いと大差ないことが分かる。

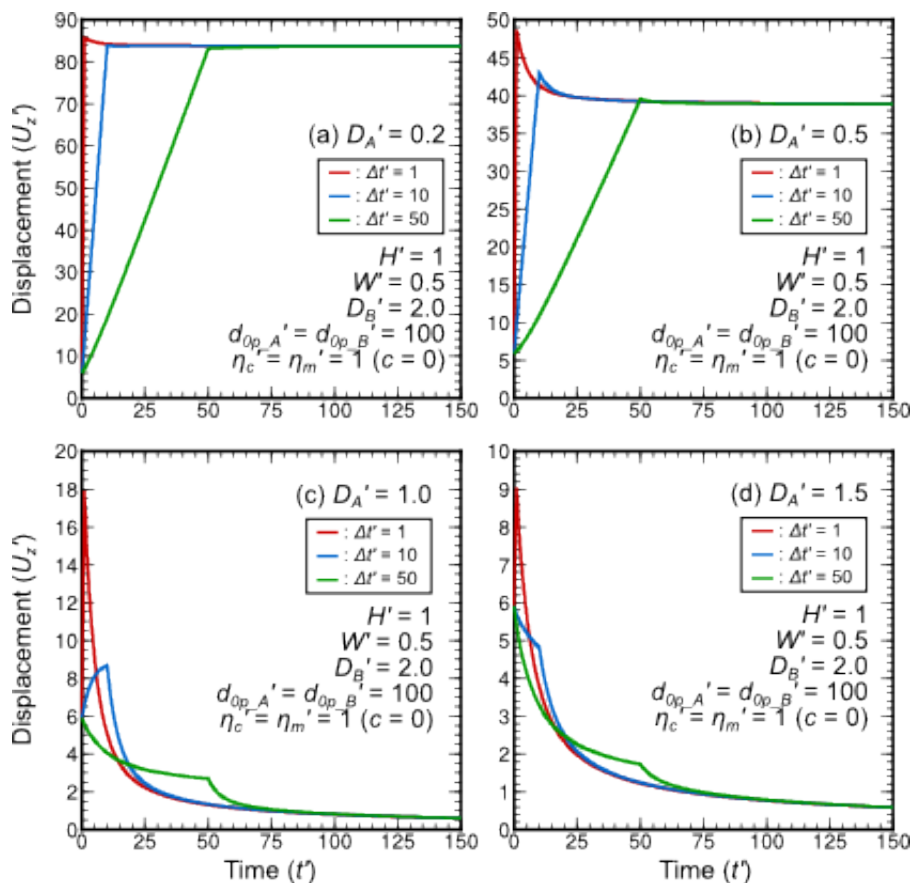


図 3.1-46  $x' = z' = 0$  での垂直変位  $U_z'$  の時間変化。それぞれの深さ  $D_A'$ ， $D_B'$  におけるシル状マグマだまりに中心での厚さ変化は図 44 に従う。(a)  $D_A' = 0.2$ ，(b)  $D_A' = 0.5$ ，(c)  $D_A' = 1.0$ ，(d)  $D_A' = 1.5$ 。(赤)  $\Delta t' = 1$ ，(青)  $\Delta t' = 10$ ，(緑)  $\Delta t' = 50$ 。 $H' = 1$ ， $D_B' = 2.0$ ， $W' = 0.5$ ， $\eta_c' = \eta_m' = 1$ ， $c = 0$ 。

図 3.1-46 は、シル状マグマだまりが深いところ  $D' = D_B'$  から浅いところ  $D' = D_A'$  に時間  $\Delta t'$  をかけて上昇した場合における、 $x' = y' = z' = 0$  での隆起量の時間変化を示している。  $D_B'$  は  $D_B' = 2$  で固定、  $D_A'$  は、 (a)  $D_A' = 0.2$ , (b)  $D_A' = 0.5$ , (c)  $D_A' = 1$ , (d)  $D_A' = 1.5$ 。 上昇移動にかける時間  $\Delta t'$  は、 (赤)  $\Delta t' = 1$ , (青)  $\Delta t' = 10$ , (緑)  $\Delta t' = 50$ 。  $D_A' \leq 0.5$  ではどの  $\Delta t'$  であっても、  $D_A' = 1$  では  $\Delta t' \leq 10$  で、そして  $D_A' = 1.5$  では  $\Delta t' = 1$  で、  $t' = 0$  での隆起が見られる以外は、  $D' = D_A'$  で時間  $\Delta t'$  をかけてシル状マグマだまりが膨張する場合のモデルの振る舞いとほとんど同じである。しかし、  $D_A' = 1$  で  $\Delta t' = 50$ ,  $D_A' = 1.5$  で  $\Delta t' = 10, 50$  の場合、モデルの振る舞いが異なっている。  $0 < t' < \Delta t'$  では、地表面は沈降を続けるが、  $t' \geq \Delta t'$  においては、さらに速度を増して沈降が進行する。  $0 < t' < \Delta t'$  で地表面が沈降を続けるのは、粘弾性緩和による沈降量が、より浅いところ  $D' = D_A'$  でシル状マグマだまりが膨張し直すことによる隆起量の増加を上回っているからである。  $t' \geq \Delta t'$  においてさらに沈降量が増加するのは、沈降が粘弾性緩和のみで生じており、そこには、より浅いところ  $D' = D_A'$  でシルが膨張し直すことによる隆起量が一切存在しないからである。

### 3.1.4. 議論

#### 3.1.4.1 粘弾性体モデルの振る舞いの概要

##### 3.1.4.1.1 マグマだまりの深さ、赤道半径、厚さを決めることについて

本研究における数値実験により、マグマだまりの成長の仕方に依存して地表面は様々な変動パターンを示すことがわかった。マグマだまりの瞬間的膨張に対する初期弾性応答による地表面の隆起量は、与えられたマグマだまりの中心での厚さ ( $d_0$ ) に対して、その深さ ( $D$ ) と赤道半径 ( $W$ ) との比  $D/W$  のみにより規定されることが分かった。つまり、シルの中心での厚さ  $d_0$  がわかれば、観測された隆起量からこの比くらいはユニークに決定することができるわけだが、実際は  $d_0$  も未知のパラメータであるので、結局は、観測された隆起量の絶対値のみからは  $d_0$ ,  $D$ ,  $W$  のどれもユニークに決めることはできないわけである。瞬時応答である弾性変形のみから、マグマだまりの概要を推定しようという茂木モデルの限界も、これと同じようなものである；ちなみに茂木モデルからマグマだまりの体積変化を推定する際には膨張前の球体の半径を  $1 \text{ km}$  と仮定して用いるのが慣習となっているらしい (Dzurisin, 2007)。

本研究ではまた、マグマだまりの瞬間膨張による地表面隆起はその後の粘弾性緩和により消し去られていくことを示した。このことは火山性地殻変動を地殻の粘弾性緩和時間に沿って理解することを要請している。粘弾性緩和による地表面の沈降は、 $D$  や  $W$  に依存して進行するが、沈降過程により減少していくその時々々の隆起量 ( $U_{zt}$ ) が、マグマだまりの瞬間膨張時の隆起量 ( $U_{z0}$ ) の何%であるかという減少率 ( $U_{zt}/U_{z0}$ ) に沿って粘弾性緩和過程を記述すると、地殻の粘弾性緩和時間 (マックスウェル緩和時間) の  $10$  倍程度の時間内であれば、減少率の  $W$  への依存性は僅かであることが分かった。このような粘弾性緩和現象の見方においては、最大隆起量に対する隆起量の程度のみを気にしているので、未知パラメータの  $1$  つである  $d_0$  を気にしなくても良い。さて、このように最大隆起量に対する隆起量の時間変化から  $D$  を求めてやれば、 $D$  ほどの依存性は示していないが、最大隆起量に対する隆起量の時間変化よりはその依存性がより明確に見える隆起の波長変化から、 $W$  を決めることができるかもしれない；そこには隆起の波長が隆起量に有意に依存しないことを仮定しているが、Yamasaki et al. (2008) によれば、その仮定は成り立つようで

ある。そして、 $D$  と  $W$  が決まれば、最大隆起量の絶対値から  $d_0$  を決めることができる。つまり、 $D$  と  $W$  は隆起量の時間変化から（その時間変化は最大隆起量に対する変化率）、そして  $d_0$  は隆起量の絶対値から、それぞれ求められるということである。

地殻の粘弾性緩和時間の 10 倍以内の時間範囲なら、粘弾性緩和過程よりシル状マグマだまりの概要を少なくともある程度は制約できそうなわけだが、それ以上の時間が経過しても、地下にマグマだまりがあるだろうと推測できるのは、マグマだまりの膨張にともなう地表面変動がまだみられるからである。しかし、地殻の粘弾性緩和時間の 50・100 倍以上の時間が経過すると有意な地表面変動は消えてしまうので、マグマだまりのあるなしさえも探ることは難しくなってしまう。ただ、それは、マグマだまりの成長が粘弾性層内で行われた場合に限られるが、カルデラを形成するような大規模噴火に至るようなマグマだまりは、ある程度の深さにおいて成長するだろうと考えられるので、その程度の深さのマグマだまりに関しては、有意な粘弾性緩和現象に支配されると期待される。以下においても、そのことを仮定して議論を進める。

さて、マグマだまりが時間をかけて膨張する場合、マグマだまりの膨張とともに地表面は隆起するが、その過程は常に粘弾性緩和をともなう。従って、得られる隆起量は、マグマだまりが瞬間的に膨張した場合に比べて小さくなるわけで、ひいては、先と同じく、地殻の粘弾性緩和時間の 50・100 倍以上の時間をかけて膨張するようなマグマだまりの様子を地殻変動から捉えることは難しくなるだろうと考えられるのは、膨張過程とともに粘性緩和過程がほとんど完了してしまうからである。しかし、それ以下の時間スケール内でマグマだまりが膨張する場合、マグマだまりの膨張過程において粘性緩和がすべて完了するわけではないので、マグマの供給が止まると、その後地表面は粘弾性緩和により有意な沈降に転じる。

マグマだまりが瞬間的に膨張する場合と同じく、マグマの供給が停止したのちの沈降過程における隆起量変化から、マグマだまりの概要を求めることが出来るだろうと考えられるが、そこには一つの困難さが考えられる。それは、マグマだまりの膨張過程が有限の長さで行われることにより、沈降開始後の初期段階においてすでに、最大隆起量に対する隆起量の変化率が  $D$  だけでなく  $W$  にも有意に依存してしまっているかもしれないということである。しかし、地殻の緩和時間と同程度の時間スケールでマグマだまりが膨張する場合、地表面変動の振る舞いは弾性応答に近い（瞬間膨張をした場合の 90% 以上同じ振る舞いとなる）し、地殻の緩和時間の 10 倍以内の時間で膨張する場合、膨張過程における粘弾性緩和による隆起量の変化率（マグマだまりが瞬間膨張した場合に対する隆起量の割合）は、マグマだまりの水平幅にはあまり依存せず、主にマグマだまりの深さのみに依存する。したがって、マグマだまりの膨張が地殻の緩和時間の 10 倍よりも有意に短ければ、上述と同じ手順で、マグマだまりの概要を制約できそうである。

本研究で提案する粘弾性緩和過程からマグマだまりの概要を制約するという方法は、未だかつてない画期的な方法であるが、次の 2 つの未知パラメータ、弾性層の厚さと地殻の粘性率、に依存しており、その方法を実用的に用いるには、これら未知パラメータをまず少なくともある程度は制約しなくてはならない。しかし、次小節で述べる通り、弾性層の厚さは地震の震源深さ分布から第一近似的にはあるが制約できるかもしれないし、後の小節において述べる通り、地殻の粘性率は他の現象を用いて制約されたこれまた第一近似的な値を用いることができるかもしれない。

### 3.1.4.1.2 弾性層の厚さについて

本研究における数値実験では、弾性層の厚さに依存したモデルの振る舞いを検証した。弾性層の厚さが薄いほど、マグマだまりの膨張により得られた地表面隆起が、粘弾性緩和で減少し難くなることを明らかにした。弾性層が一切なく、有意に粘性緩和が生じる粘性率を持つ粘弾性層のみの場合、マグマだまりの膨張で得られた地表面隆起はほとんど減じられることなくその隆起量を維持し続ける。マグマだまりの膨張により分配された応力が粘弾性緩和により再分配されていくわけだが、マグマだまり辺りの応力が緩和することにより、地表面は沈降に転じるが、その沈降により生じた地表面辺りの応力が緩和してその沈降を解消しようとするわけである。つまり、粘弾性緩和により地表面の沈降を得るには、沈降により生じた地表面辺りの応力が解消されずに蓄積されていくことが必要になる、つまり、有意な応力緩和を許さない弾性層が少なくともある程度の厚さを持って存在してないといけないのである。

実際の地殻がどの程度の弾性層の厚さを持っているのかという問題は、それに答えるのは非常に難しい。本研究において行った、粘性率が無限大に相当するような弾性層が存在する、という仮定は非常に恣意的なものであって、実際は複雑な要素の重ねあわせで決まる、“有効弾性厚 (Effective Elastic Thickness; EET)”というものを考えなければならない。地殻の強度は、次の式で書かれる曲げ剛性率  $D$  を使って特徴付けられる (e.g., Watts, 2001) :

$$D = EH^3 / \{12(1 - \nu^2)\} \quad (12)$$

ここで  $H$  は弾性層の厚さ、 $E$  はヤング率、 $\nu$  はポアソン比。つまり地殻の強度評価には、弾性層の厚さを知らなければならないのであるが、弾性層の厚さは、地形とのマッチングにより最適な値が求められてきた。しかし、弾性層を変形させると非弾性変形にいたるほどの大きな応力が生じることは、岩石の変形実験により良く知られている。したがって、弾性のみならず、粘性、脆性といったレオロジカルな層構造を地殻に考慮することにより、どのような  $H$  の値と同等の振る舞いが見られるのかを評価しなければならない。そのようにして求められた  $H$  の値が EET である。一般的に、古く冷えたリソスフェアでは EET は厚く、若いホットなリソスフェアでは EET は薄いといた考えに沿って弾性層の厚さの地域差が理解されている (e.g., Burov and Diament, 1992; 1995)。

実際に EET はいくつかの要素の積分として決められる。まず最初に挙げられるのが、リソスフェアの熱的状態である (e.g., Burov and Diament, 1992; 1995; Watts, 2001)。これは粘性率の温度依存性を通して現れてくるものである。そして次に挙げられるのが、地殻とマントルがカップリングしているかデカップリングしているのかや、地殻内の弾性核 (Elastic core) の厚さであるが、これらは地殻の厚さや地殻内の地温勾配、それに上部・下部地殻の組成に依存している。また、曲げ応力 (Bending stress)、つまり地殻の変形による応力が弾性以外の変形メカニズムを生むことによっても EET は変化する。外荷重によってもリソスフェア内の応力は影響を受けるので、それにより EET も変化するようになる。このように、これらのことを考慮して推定してやらねばならないほど、EET は複雑な厄介ものである。

Yamasaki et al. (2008) では、弾性だけでなく、温度構造や地殻・マントルの化学組成の違いに依存した脆性・粘性変形を考慮して、南極横断山脈の隆起の波長を説明する EET を決めているパラメータを検証し、地殻内放射熱源の存在や東南極が西南極からどれほどの熱的影響を被って



いるのが、南極横断山脈の隆起の波長を支配していることを明らかにした。また、Yamasaki and Houseman (2012b) では、1997年にチベットで起こったマンニィ地震後の余効変動から地殻内粘性率の深さ依存性を求めて、その求められた粘性構造と同地域の地震サイクル期間から有効弾性厚を推定しているが、それは滑った本震断層の深さよりも有意に厚いものであった。

Yamasaki and Houseman (2012b) でおこなったように、有効弾性厚は地震発生震度分布からある程度は知ることができる。両者の関係はこれまでもよく論じられてきており、それによると、有効弾性厚は地震発生深度よりも少し厚い程度であるということである (e.g., Watts and Burov, 2003)。上述の Yamasaki et al. (2008) においても、EET は脆性変形が生じる深さの下限よりも僅かに厚いものとなっている。火山帯は他に比べて温度勾配が高いと考えられるので、有効弾性厚も薄いと考えられる。実際の火山帯における震源深さ分布を見てみると、火山帯の中心に向かって、震源の深さは浅くなっている (e.g., Iguchi, 2013; Iguchi et al., 2013)。しかし、震源深さが最も浅い火山帯中心部においても、数 km ~ 10 km の深さまで地震の発生が認められるので、少なくとも 10km 程度の有効弾性厚はあると考えられる。したがって、本研究の数値実験で示したような、粘弾性緩和による地表面変動が有意に現れてくると考えてよかろう。

#### 3.1.4.1.3 マグマだまりの形状

地表面変動の空間分布はマグマだまりの形状(水平広がり)を反映しているであろうと考えるのは、それが正しいことであると誰もが思っていることなのかもしれない。しかし、それが正しいのは、マグマだまりが非常に浅い場合のみである。本研究の数値実験では、地殻の厚さの 5% 程度以内の深さでマグマだまりが膨張した場合のみ、仮定したマグマだまりの形状が疑いもなく地表面に反映されていた。地殻の厚さの ~12% を超えた深さになると、その形状が地表面で異なったものとして反映され始める。バイアスのかかった形状が地表面に映しだされ始めるわけである。この結果は、マグマだまりの瞬間膨張に対する弾性応答としての地表面隆起の空間分布にもとづいて議論したものであるが、弾性応答後の粘弾性応答により地表面隆起が時間とともに減じられていくことを考慮すると、この議論は地下のマグマのだまりの概要が一番良く見えている場合においても、その程度であるということを知らせてくれている。

大規模噴火に至るような大規模マグマだまりの形成は地下深くにおいて行われると考えられるのは、あまり浅いところだと、脆性強度も低く、大量のマグマが蓄えられる前に噴火という形で抜け出してしまうと考えられるからである。したがって、そのような大規模マグマだまりの形状を正しくとらえることは地殻変動の観点からは難しく、地震波や電磁探査などの地球物理学的手法に頼らざるを得ないだろうと考えられる。

#### 3.1.4.1.4 マントルの粘性率について

本研究の数値実験は、マグマだまりの膨張にともなう粘弾性応答の結果としてあらわれる地表面変動が、マントルの粘性率にも有意に依存して発現することを明らかにした。その発現の仕方は、マグマだまりの深さや赤道半径に依存している。マグマだまりの深さが地殻の厚さの 25% 程度の場合、マントルの粘性率に依存した地表面変動が現れるのは、地殻の緩和時間の 10 倍程度の時間が経過した頃からである。その時間までの地表面変動の振る舞いは、ほとんどマントルの

粘性率に依存していない。ところが、マグマだまりの深さが地殻の厚さの 50%程度になると、地殻の緩和時間の半分程度の時間ですでにマンツルの粘性率の依存性が発現するが、それはマンツルの粘性率が地殻の粘性率の 10 分の 1 程度の場合に限られる、それ以外のマンツル粘性率の場合、地殻の緩和時間の 10 倍程度の時間が経過した頃以降のみにマンツルの粘性率の依存性が発現してくる。しかし、マグマだまりの深さが地殻の厚さの 50%程度と深くなると地表面隆起量も小さくなる。マグマだまりの赤道半径が地殻の厚さの 25%程度の場合、地表面隆起はシルの最大厚さの数%程度でしかない。このような場合測地観測で地表面変動を捉えるのは難しくなるので、マンツルの粘性率の依存性をどうこう議論する対象から外しても構わないかもしれない。したがって、地殻の緩和時間の 10 倍程度の時間範囲内で、マンツルの粘性率が重要になるのは、マグマだまりの深さが地殻の半分以上、そしてマグマだまりの赤道半径が地殻の厚さの半分程度ある場合のみである。

#### 3.1.4.1.5 マグマだまりの移動を捉えることについて

本研究においては、深いところのマグマだまりからマグマが上昇してより浅いところにだまりなおすといったことが生じた時の地表面変動の振る舞いを、数値実験モデルにより予測したが、その振る舞いは、ある特定の深さでマグマだまりが膨張した時の振る舞いと大差なかった。マグマの上昇移動中に地表面が沈降し、移動が完了した後に沈降速度が加速するといった振る舞いが、マグマの浅いところへの移動を示唆しているのかもしれないが、それもある特定の深さでのマグマだまりの複雑な消長過程で再現できるかもしれない。このようにマグマだまりの鉛直方向の移動を地殻変動から捉えるのはそう容易いことではない。それができるとすれば、隆起域の水平広がりの変化を詳しく捉えていくこと、それだけなのかもしれない。本研究の数値実験では、マグマだまりの膨張による地表面隆起の波長は、マグマだまりの赤道半径にも依存していたが、それ以上にマグマだまりの深さにより強く依存しており、より深いマグマだまりで隆起の波長はより長く、より浅いマグマだまりで隆起の波長はより短くなっていた。マグマだまりの浅いところへの上昇移動は、地表面隆起の波長が時間とともに短くなっていくという観測により捉えられるのかもしれない。ただし、このことに関する数値実験結果は、これまでの解析解モデルからの結果を確認する以上のものではない。

その捕捉が容易でないマグマだまりの鉛直方向への移動、その一方で、マグマだまりの水平方向への移動は、それまで変動のなかった地表面座標位置での新たな変動として現れるわけであるから、それを捉えるのは、それほど困難とは思われない。ただ、粘弾性緩和による地表面隆起の消滅のことを考慮すると、実際の観測がマグマの水平移動を捉えているのか、あるいは、移動先と思われていた地表面座標位置下における新たなマグマだまりの出現なのかを区別するのは難しいのかもしれない。

#### 3.1.4.1.6 粘性率の深さ依存性について；今後の課題に向けて

本研究における数値実験の大部分は、モデルにおける粘弾性地殻・マンツルの粘性率は時空間的に一様であると設定しておこなった。そのような単純化は、モデルの振る舞いを良く理解する上で大切であり、その理解は自然現象の一つの見方を与えてくれる。実際、本研究における記述

から、マグマだまりの消長に対する粘弾性応答の一般的な振る舞いを理解することができ、これまでになかった新たな火山性地殻変動の理解の仕方を提案できた。しかしこの理解の仕方は、さらに複雑な粘性構造を持つ地殻・マン托ルの振る舞いを理解することを助け、またさらに新しい見方の提案に向けたものであるため、我々はより現実的な複雑さに向け、もう1つ歩みを進めなければならない。

我々が注目している振る舞いを見せる地殻・最上部マン托ルは熱境界層としてのリソスフェアの一部であるため、そこにおける温度は、熱伝導に支配され、深さとともに増加していると考えられる (e.g., Turcotte and Schubert, 1982)。一方、粘弾性応答を支配する粘性率が温度に依存していることも良く調べられており、温度が高いほど岩石の粘性率が小さくなることにはすでに多くの合意が得られている (e.g., Goetze and Evans, 1979; Kirby, 1983; Carter and Tsenn, 1987; Kirby et al., 1987; Kohlstedt et al., 1995; Ranalli, 1995)。したがって、地殻・最上部マン托ルのそれぞれにおける粘性率は深さに依存しており、深くなるに従い小さくなっていくはずである。本研究においては、予備的にはあるが、このような深さに依存した粘性率(Depth Dependent Viscosity; DDV)を地殻に導入して、一様な粘性率(Uniform Viscosity; UNV)モデルとの振る舞いの違いを簡単に記述した。それによると、UNVモデルとの変位の違いは地表面上に一样に現れるわけではなく、シル状マグマだまりの真上を中心とした近地場、遠地場においては、より高い粘性率を構造中に持つDDVモデルの変位変化がより小さくなるが、その間の距離範囲においては、DDVモデルの変位変化が大きくなる。このように、DDVモデルの振る舞いは、地下の粘性勾配を反映して、時空間変位場が複雑に変化する。

今後の課題として、Yamasaki and Houseman (2012ab) が余効変動に関するDDVモデルを系統的に記述したように、火山性地殻変動に関するDDVモデルの振る舞いも系統的に記述していくことが求められる。まずは、DDVモデルにおける地表面変位の垂直成分と水平成分の時空間変化を詳述し、地殻内の粘性勾配や地表面の座標に依存して、両者の時定数がどのように評価されるのかを明らかにしていかなければならない。特に、変位の垂直成分と水平成分の時定数の違いが発現するのかどうかは非常に興味深い課題である(京都大学防災研究所教授井口正人氏との議論による)。その時定数変化を理解するために、DDVモデルにおける地表面座標位置のそれぞれにおける変位の時間変化を最もよく再現するUNVモデルの粘性率を評価することは有益な方法である (Yamasaki and Houseman, 2012a)。各地表面座標位置でのDDVモデルの変位が、その変位を最も良く説明する仮想的最適UNVを持つUNVモデルの変位と、どう違ってくるのかから、時定数の時間変化を評価してやる。また、Yamasaki and Houseman (2012a) が行ったように、火山性地殻変動においても、地表面座標位置毎に評価された仮想的最適UNVがどのような空間的な広がりを見せるのかを調べ、その広がりから地殻内の粘性勾配を見出していくことも大変興味深い。

本研究におけるUNVモデルの粘弾性応答の振る舞いは、弾性層の厚さにも強く依存していた。今後のDDVモデルにおいては、恣意的な仮定でもある粘性率無限大の弾性層を置くのではなく、粘性勾配と現象の時間スケールに依存した有効弾性厚を評価し、それに基づいたモデルの振る舞いの記述を行っていかねばならないだろう。それにより、リソスフェア(地殻・最上部マン托ル)

の強度分布とマグマだまり分布との相互作用としての火山性地殻変動メカニズムをより深く理解することができる。

また、DDV モデルにおいては、マグマ供給の時定数と粘弾性緩和の時定数との比が、力源となるマグマだまりの深さに依存してくると考えられる。このことは、マグマだまりの深さに依存して、地殻変動からマグマ活動が捉えられる時間スケールが変わってくるであろうことが示唆される。本研究においては、一様な粘性率を持つ粘弾性層内でマグマだまりが成長するのか、あるいは、その上の粘性率無限大の弾性層でマグマだまりが成長するのかの両極端な場合で、粘弾性緩和の時定数を評価したが、深さに依存した粘性率分布とマグマだまりの深さに依存した粘弾性緩和の時定数を評価することにより、地殻変動観測から抽出できる地殻内現象の様子のバラエティーが増えてくるかもしれない。

#### 3.1.4.2 時間のスケージング；地殻の粘弾性緩和時間

本研究においては、モデルの振る舞い、特に時間変化を、地殻の粘弾性緩和時間（マックスウェル緩和時間）に沿って記述したが、その時間は無次元化されたものであった。したがって、これを実時間に直してやることにより、実際どの程度の時間スケールの現象を、我々は見るとすべきなのかを知ることができる。

緩和時間を知るには地殻の粘性率を知らなければならないが、我々はそれをまだ良く知らないというのが実情である；残念ながら。実際、地殻の粘性率は地域毎に大きく異なるし (e.g., Kruze et al., 1991; Wdowinski et al., 1992; Masek et al., 1994; Yamasaki and Nakada, 1996; Nakada et al., 1997; Allemand et al., 2004), また複雑な空間依存性を考慮しなければならない場合もあり (e.g., Yamasaki and Seno, 2005; Yamasaki and Houseman, 2012ab; Yamasaki et al., 2014; Hetland and Zhang, 2014; Hearn and Thatcher, 2015; Yamasaki and Houseman, 2015), 平均的な値を限定することは難しい。しかし、これまでの地震発生後の地殻変動（余効変動）に関する研究によると、余効変動の時間変化はおおまかに  $\sim 10^{18} - 10^{20}$  Pa s の粘性率に規定された時定数を持つようである (e.g., Suito and Hirahara, 1999; Freed and Bürgmann, 2004; Hearn et al., 2009; Ryder et al., 2007; Bürgmann and Dresen, 2008; Ryder et al., 2011; Yamasaki and Houseman, 2012b; Yamasaki et al., 2014; Ryder et al., 2014; Yamasaki and Houseman, 2015)。ここでは、その中間値である  $\sim 10^{19}$  Pa s を地殻の平均的な粘性率と仮定してみよう。緩和時間を計算するのに必要なもう一つの物性値は剛性率で、地殻構成岩石は大体  $\sim 3 \times 10^{10}$  Pa の値を持つ (Turcotte and Schubert, 1982) ので、(粘性率/剛性率) で定義される粘弾性緩和時間は、 $(10^{19} \text{ Pa s} / 3 \times 10^{10} \text{ Pa}) = 3.3 \times 10^8$  秒  $\approx \sim 10$  年となる。

マグマだまりが粘弾性層内で起こった場合、地殻の緩和時間の  $\sim 50 - 100$  倍の時間スケールで有意な変動は消されることを本研究で明らかにしたわけだが、上で求めた地殻の平均的な緩和時間を 10 とすると、 $\sim 500 - 1000$  年の時間スケールでマグマだまりの消長に起因した地殻変動は見られなくなることになる。それは、 $\sim 500 - 1000$  年以上の時間をかけてゆっくりと膨張するマグマだまりの様子を地殻変動から捉えることは難しい、ということにもなる。また、粘弾性緩和過程は、地殻の緩和時間の 10 倍以内の時間スケールであれば、マグマだまりの水平幅にはあまり依存しないということも本研究で明らかにしたわけだが、この時間スケールは  $\sim 100$  年程度と

ということになる。もちろん、これらの実時間スケールは曖昧に仮定した粘性率の値に依存しているので、現時点では目安という以上のものではないが、岩石変形実験から得られた流動パラメータから、おおまかに考えられる地殻内粘性率の範囲の下限である  $10^{18}$  Pa s よりも小さい粘性率を地殻内で考えるのは難しいし、上限の  $10^{20}$  Pa s 以上の粘性率に支配される変動は、我々が実際に観測できる時間スケール~100年程度ではそんなには変わらないだろうから、~0.1・10倍の緩和時間の範囲を考慮しておけば、まず問題ないと思われる。

### 3.1.4.3 火山性地殻変動観測への示唆

本研究では、~50–10000年（平均的地殻内粘性率の範囲を考慮）以内の時間スケールで有意な厚さに成長するマグマだまりは、その成長にしたがってこれまた有意な地表面隆起を生み出すが、その過程は常に粘弾性緩和による隆起量の減少がともなっていること、そして、マグマの供給が止まると、それまで隆起を続けてきた地表面が沈降に転じうることを予測していた。

多くの火山帯における地表面の上下変動が観測されてきており、そこにおける隆起は何かしらの原因による膨張；Inflation/Recharge、そして隆起に続く沈降は何かしらの原因による収縮；Deflation/Discharge と関係付けられている；ここでの膨張はマグマや熱流体の蓄積（e.g., Dzurisin et al., 1994; Wicks et al., 2006; Chang et al., 2007）、そして収縮はマグマの地表面への噴出（e.g., Iguchi, 2013）、熱流体の移動（e.g., Dzurisin et al., 1994; Wicks Jr. et al., 1998; Waite and Smith, 2002; Vasco et al., 2007）、マグマの深部へのドレインバック（e.g., Geographical Survey Institute, 2006）、マグマの水平移動（e.g., Wicks et al., 2006）、脱ガス（e.g., Kazahaya et al., 2015）、などを指しており、いずれにしろ、火山帯における沈降は地下における体積減少にその原因が求められてきた；急激な噴火にともなう沈降は非常に短時間なものであるし（e.g., Sassa, 1956; Yokoyama, 1986; Eto et al., 1997）、時間をかけての収縮の場合はゆっくりとした穏やかな沈降となる（e.g., Geographical Survey Institute, 2006; Chang et al., 2007; Bonaccorso et al., 2015）。

始良カルデラにおいては、1914年の噴火後から現在まで、1946年の噴火にともなうわずかな沈降を除き、地表面は隆起を続けており、その隆起量は積算で少なくとも~60 cmにおよぶ(図 3.1-47)。このような定常的な隆起はマグマの供給によるマグマだまりの膨張を意味しているのかもしれない（e.g., Iguchi, 2013）。実際、これまでの研究により、隆起量からマグマの供給率が見積もられており、概ね~ $1 \cdot 2 \times 10^7$  m<sup>3</sup>/yearの値が出されている（e.g., Ishihara, 1981; Iguchi, 2006; Iguchi, 2013）。しかし、これらの見積りは、粘弾性緩和により隆起量が変化しうることが考慮されていない。本研究の数値実験は、マグマだまりへのマグマの供給にともない地表面は隆起しうるが、その隆起過程は常に粘弾性緩和をとまなうので、得られる隆起量は弾性応答の場合に比べて常に小さくなる、ということを示した。したがって、これまでの弾性体モデルにもとづくマグマ供給率は過小評価されており、実際の供給率はそれ以上であろうと考えられるのは、1914年の隆起開始以降すでに100年ほど経過しており、それは地殻の緩和時間(~10年)の10倍程度の時間であるので、有意な緩和が進行しているはずであることを本研究の数値実験が示しているからである。今後は、粘弾性緩和による隆起量の減少を考慮しながら、マグマ供給率を再評価していかねばならないだろう。

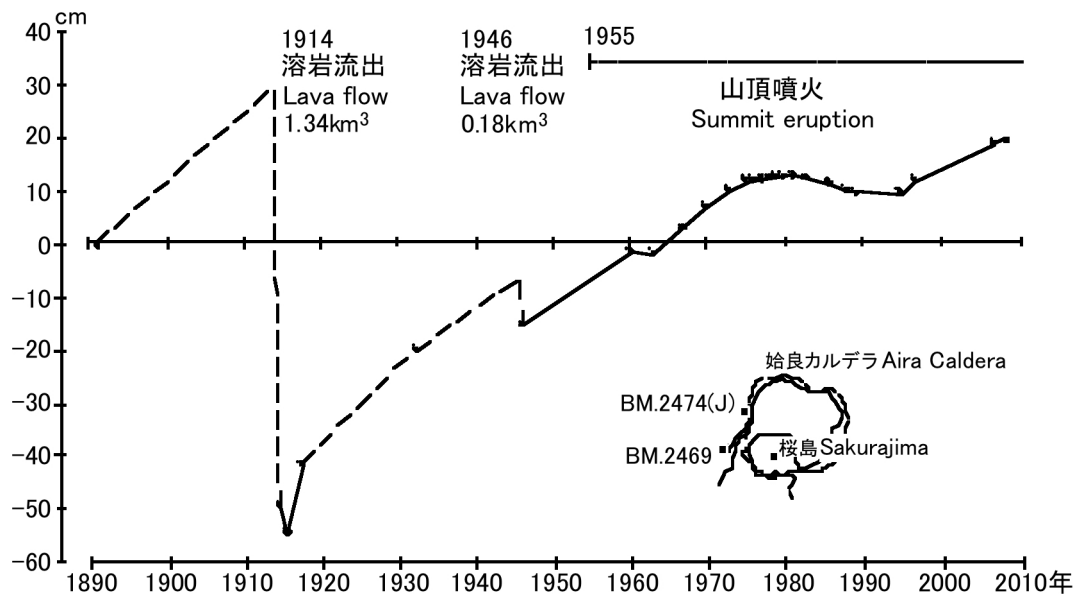


図 3.1-47 始良カルデラで観測された地表面上下変動の時間変化; Iguchi (2013) の図 5 を引用;  
BM.2469 に対する BM2474 の相対的変動量.

粘弾性緩和は、マグマが噴火することによる体積収縮 ; Deflation/Discharge により、その後の地表面隆起を生み出しうる (e.g., Yokoyama, 2013). しかし、このメカニズムが有効に作用するには、ある条件を満たす必要がある。体積収縮を得るには、体積膨張が必要である。つまりマグマの供給によるマグマだまり膨張がまず必要になる。しかし、その体積膨張が瞬間的に行われ、その直後に体積収縮が起きたなら、それらの全てが弾性応答であり、地表面は、瞬間膨張時に隆起し、瞬間膨張時に沈降して元の位置に戻るだけで、その後何の変動も見せることはない。噴火のような急激な体積収縮後に、粘弾性緩和による地表面隆起を得るには、体積膨張により分配された弾性応力が、体積収縮が起こる前に、有意に緩和されておかねばならない。緩和された分だけが、体積収縮後に再び緩和され、地表面がゆっくりと隆起することになるのである。

さて、体積膨張後に有意な緩和が進むのに必要な時間についてであるが、本研究の数値実験により、地殻の緩和時間と同程度の時間 (~10 年) で進む地表面変動は初期変動量の 10% 以内であることを予測していた。したがって、それ以上の変動を求めるなら、地殻の緩和時間の数倍以上の時間 (~数十年) を必要とするだろう。Yokoyama (2013) で説明されているような粘弾性緩和による噴火後の隆起を得るには、1914 年の噴火よりも数十年以上前に、マグマだまりが有意に膨張していなければならないと言える。

イエローストーンカルデラや屈斜路カルデラにおいては、地表面の隆起が突然沈降に転じていることが観測されているが(図 3.1-48, -49), それらのカルデラにおける地殻変動観測期間に噴火現象は起こっていない、つまり、噴火による体積減少は考えにくいわけである。しかし、噴火現象は見られないと言っても、両カルデラ下では、地球物理観測によりマグマだまりの描像がある程度は捉えられており (e.g., Eaton et al., 1975; Husen, 2004; Honda et al., 2011; Huang et al., 2015), 両地域の地殻変動がマグマの活動に影響をうけていることは十分考えられる。上述のように、隆起が沈降に転じるメカニズムとしていくつかの可能性が提案されてきているが、重力観

測は、地表面沈降が観測可能なほどの質量変化をともなっていないことを示しており、それを理由に破断による熱水系の減圧や揮発性成分の浅部への移動が提案されている (Arnet et al., 1997). 最近では、イエローストーンカルデラにおける地表面変動の説明として、熱水流体の移動が多く  
の合意を得つつ有る状況にあるようだが、有意な量の熱水がその場から遠方へ移動するようなメ  
カニズムと重力観測との整合性についてどのような議論がなされているのかは良くわからない。  
それら可能性のある説明に加え、本研究で提案する、一切の質量変化を要請しない粘弾性緩和に  
ともなう地表面沈降を、今後更に検討していかねばならない。

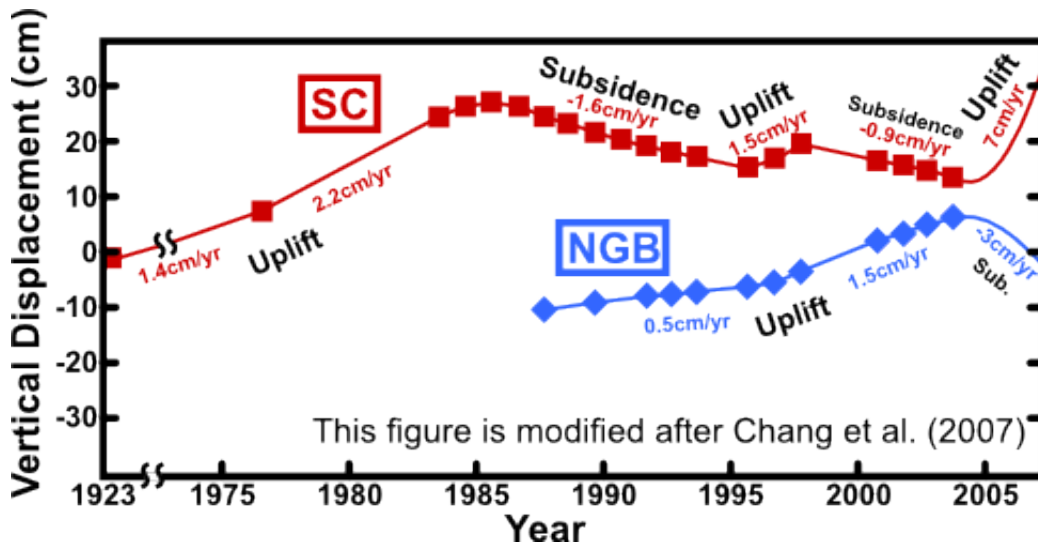


図 3.1-48 イエローストーンカルデラで観測された地表面上下変動の時間変化(1923 年から 2007 年までの期間); SC: Sour Creek dome, ML: Mallard Lake dome, NGB: Norris Geyser Basin; Chang et al. (2007)に加筆して改変.

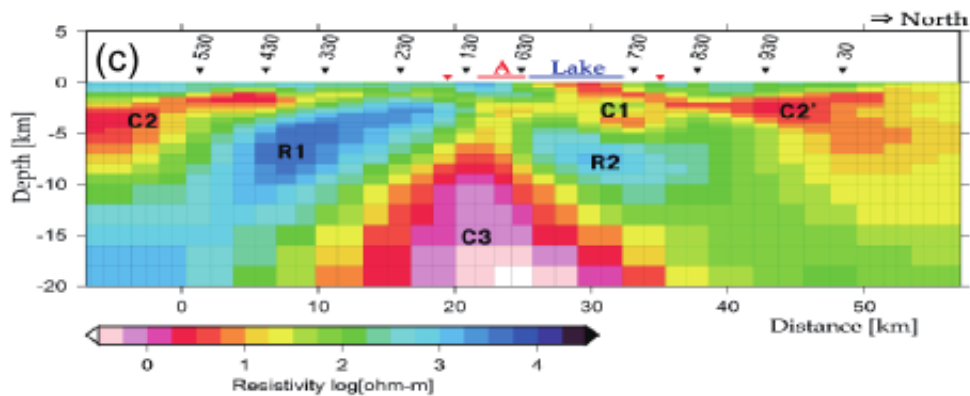
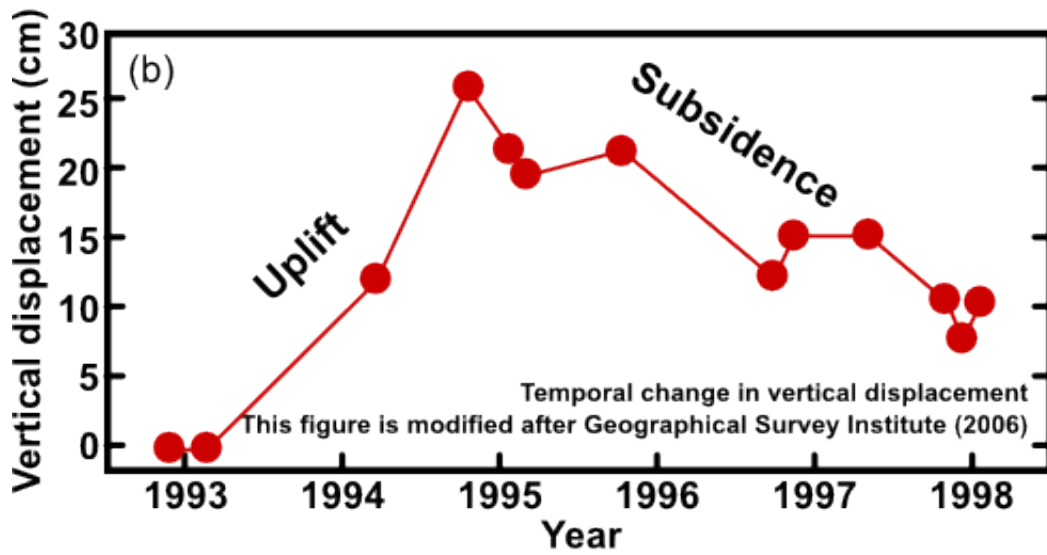
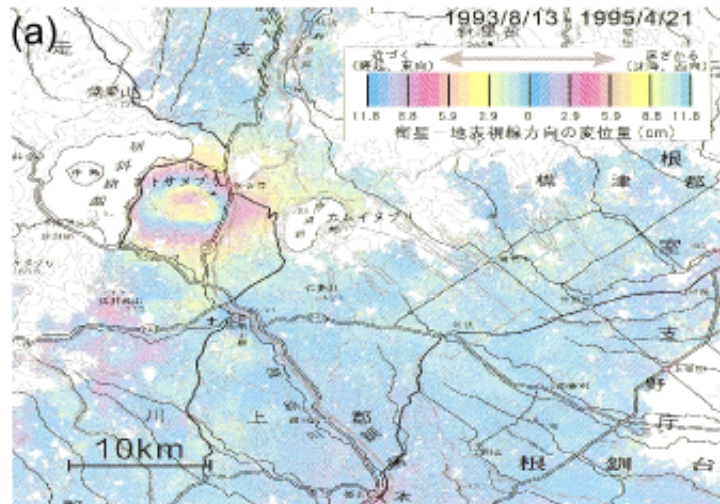


図 3.1-49 (a) 1993 年 8 月 13 日から 1995 年 4 月 21 日までの期間における屈斜路カルデラ内の地表面変動を示す JERS-1 合成開口レーダ干渉図; Geological Survey Institute (2006) の図 1 を引用. (b) 屈斜路カルデラ・アトサヌプリ火山付近の隆起量の時間変化; Geological Survey Institute (2006) に加筆して改変. (c) 屈斜路カルデラ下の比抵抗値分布; Honda et al. (2011) における図 6 を引用.



### 3.1.5. まとめ

研究は、数値実験モデル；3次元有限要素モデルを使って、火山性地殻変動の振る舞いを検証した。地殻内のシル状マグマだまりの消長に対する地殻・マンツルの線形マックスウェル粘弾性応答を、3次元並列化有限要素コード OREGANO\_VE (e.g., Yamasaki et al., 2010; Yamasaki and Houseman, 2012ab; Yamasaki et al., 2014; Yamasaki and Houseman, 2015) により計算して求め、地表面の鉛直変動に特に注目し、それを定量的に詳述した。変動を駆動する力源であるシル状マグマだまりは、その厚さ、赤道半径、深さにより規定されるとし、その厚さの時間変化；マグマだまりが瞬間的に膨張する場合と時間をかけて膨張する場合、を考慮した。そして、そのような力源に対する応答を規定する地殻・マンツルのレオロジー構造として、弾性層と粘弾性層という力学的二層を考え、粘弾性層内の粘性率には深さ依存性が有る場合と無い場合の2つのケースを考えた。これらのモデルパラメータへの依存性を明らかにすることで火山性地殻変動メカニズムを理解し、予測された地表面変動パターンから新しい測地観測の見方を提案することができた。本研究の数値実験により得られた具体的な知見を以下にまとめる：

(1) マグマだまりの瞬間膨張による地表面隆起量は、マグマだまりの体積変化を規定する3つのパラメータ；マグマだまりの厚さ・深さ・赤道半径に依存しており、その厚さが大きいほどなのはもちろん、赤道半径が大きいほど、そして浅いところでの膨張ほど、地表面隆起量は大きくなる。そして、隆起の波長はマグマだまりの赤道半径や深さに依存しており、赤道半径が大きいほど、そして深いほど、隆起の波長は大きくなるが、赤道半径よりも深さに対する依存性のほうが強い。また、地表面隆起の絶対値のみからは、マグマだまりの体積変化を規定する3つのパラメータをユニークに決定することはできない。

(2) マグマだまりの瞬間膨張による地表面隆起は、その後生じる粘弾性緩和過程により、時間とともに消し去られていく。その消し去られていく時定数は、マグマだまりの深さ・赤道半径、そして弾性層で膨張するのか粘弾性層で膨張するのかに依存して決まっているが、粘弾性層で膨張した場合、瞬間膨張後、地殻の粘弾性緩和時間(マックスウェル緩和時間)の概ね50–100倍程度の時間スケールで、有意な地表面隆起は消し去られてしまう；弾性層内でマグマだまりが膨張した場合、特に弾性層の厚さの半分程度よりも浅いところで膨張した場合、地殻の緩和時間の数百倍の時間が経過しても有意な地表面隆起は維持されるが、弾性層の厚さの80%より深いところでマグマだまりが膨張の場合、粘弾性層内で膨張した場合とほとんど同じ時間スケールで地表面隆起は消し去られていく。

(3) マグマだまりの瞬間膨張後の粘弾性緩和で消し去られていく地表面隆起の時間変化；最大隆起量(瞬間膨張時に得られる隆起量)に対する各時間での隆起量の割合の時間変化は、地殻の緩和時間の10倍以内の時間範囲においては、マグマだまりの赤道半径にはほとんど依存しない。隆起の波長についても、その時間変化は、マグマだまりの赤道半径よりも深さにより強く依存する。これらの特徴を利用すれば、マグマだまりの深さや赤道半径をマグマだまり膨張後の地表面隆起の時間変化から求めることができる。マグマだまりの深さや赤道半径が分かれば、隆起量の絶対値からマグマだまりの厚さを求めることができる。

(4) マグマだまりの瞬間膨張後の粘弾性緩和による地表面隆起の減少は、弾性層の厚さに依存しており、弾性層が薄いほど隆起の減少量は小さくなる。そして、弾性層の厚さが0の場合、マグ

マグマだまりの瞬間膨張で得られた隆起量は、その後粘弾性緩和が進行しても、有意に変化していくことはない。

(5) マグマだまりの形状(水平広がり)を地表面変動の空間分布から推定できるのは、マグマだまりの深さが地殻の厚さの5%以内の場合に限られる。

(6) マントルの粘性率は、マグマだまりの瞬間膨張後の粘弾性緩和による地表面隆起の時間変化に影響を与える。しかし、マグマだまりの深さが地殻の厚さの50%よりも浅い場合、マントルの粘性率に有意に依存した地表面変位変化が現れるのは地殻の緩和時間の10倍以上の時間が経過してからである。マグマだまりがそれ以上の深さにある場合でも、地殻の緩和時間の10倍以内の時間範囲でマントルの粘性率が有意に効いてくるのは、地殻の粘性率の10分1程度に低い場合のみであるし、その場合でもマグマだまりの赤道半径が地殻の厚さの25%程度以内であれば、マントルの粘性率はあまり重要ではない。

(7) マグマだまりの鉛直方向の移動は地表面隆起の波長が短くなっていくという測地観測により捉えられるかもしれない。一方、マグマだまりの水平方向の移動はむしろ容易に確認できるであろうが、それを新たなマグマだまりの出現と区別するのは容易でないかもしれない。

(8) 深さに依存した粘性率；深さとともに指数関数的に粘性率が減少、を地殻に考慮した場合、マグマだまりの瞬間膨張後の粘弾性緩和による地表面隆起の減少の時定数が粘性勾配に依存し、それに応じて地表面の座標位置によっても独特の変化を見せることになる。今後より詳細な解析が必要である。

(9) マグマだまりが時間をかけて膨張する場合も、その膨張の過程は常に粘弾性緩和をとともなうので、得られる地表面隆起量は、弾性体モデルの場合よりも小さくなる。例えば、始良カルデラにおいては、1914年の噴火後から現在まで、地表面が隆起し続けているが、その隆起量変化からマグマ供給率を評価する際には、粘弾性緩和の効果を考慮することが大切であり、弾性体モデルは常に過小評価してしまうことに注意しなければならない。また、マグマだまりの瞬間膨張による地表面隆起がその後の粘弾性緩和により消え去っていくのと同じように、地殻の緩和時間の50・100倍以上の時間をかけて成長するマグマだまりの様子を地殻変動から捉えることは難しい。

(10) マグマだまりが時間をかけて膨張する場合、それが地殻の緩和時間の50・100倍以内の時間スケールでおこなわれれば、有意な地表面隆起を得ることができ、マグマの供給が止まれば、その隆起は粘弾性緩和により沈降に転じ始める。多くのカルデラ；例えばイエローストーンカルデラや屈斜路カルデラにおいて観測されている地表面隆起後の沈降は、マグマや熱水流体の移動だけでなく、粘弾性緩和によっても説明できる。

(11) マグマだまりが時間をかけて膨張する過程において同時に生じる粘弾性緩和が生み出す地表面隆起の減少は、地殻の緩和時間の10倍より短い時間スケールにおいては、マグマだまりの赤道半径にはあまり依存せず、主にマグマだまりの深さに依存する。この特徴により、マグマの供給が止まった後の沈降速度や隆起波長の時間変化から、マグマだまりの深さや赤道半径を求めることが許される。また、求められたマグマだまりの深さや赤道半径をもとに、マグマだまりの厚さを隆起量の絶対値から求めることができる。

なお、本研究における数値実験は、英国リーズ大学の計算機システム(Advanced Research Computing at University of Leeds; arc1, arc2)、NCEO; The Natural Centre for Earth

Observation (英国) により提供された計算機システム(comet) , 及び東京大学地震研究所地震火山情報センターの計算機システムを用いて行った.

## 引用文献

- Allemand, P., Dromart, G., Garcia, J.-P., Gaumet, F., Robin, C., 2004. One My scale subsidence of carbonate sedimentary bodies and the viscosity of the lower crust, *J. Geodyn.* 37, 103-124.
- Anderson, E. M., 1936. The dynamics of the formation of cone sheets, ring-dykes, and cauldron subsidences, *Proc. R. Soc. Edinburgh*, 56, 128-157.
- Arnet, F., Kahle, H.-G., Klingelé, E., Smith, R.B., Meertens, C.M., Dzurisin, D., 1997. Temporal gravity and height changes of the Yellowstone caldera, 1977-1994, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 2741-2744.
- Bianchi, R., Coradini, A., Federico, C., Giberti, G., Lanciano, P., Pozzi, J. P., Sartoris, G., Scandone, R., 1987. Modeling of surface deformation in volcanic areas: The 1970–1972 and 1982–1984 crises of Campi Flegrei, Italy, *J. Geophys. Res.*, 92, 14,139-14,150.
- Bonaccorso, A., Bonforte, A., Gambino, S., 2015. Twenty-five years of continuous borehole tilt and vertical displacement data at Mount Etna: Insights on long-term volcanic dynamics, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 10,222-10,229, doi:10.1002/2015GL066517.
- Bonaccorso, A., Cianetti, S., Giunchi, C., Trasatti, E., Bonafede, M., Boschi, E., 2005. Analytical and 3-D numerical modelling of Mt. Etna (Italy) volcano inflation, *Geophys. J. Int.*, 163, 852-862.
- Bonaccorso, A., Currenti, G., Del Negro, C., Boschi, E., 2010. Dike deflection modelling for inferring magma pressure and withdrawal, with application to Etna 2001 case, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 293, 121-129.
- Bonafede, M., Dragoni, M., Quarení, F., 1986. Displacement and stress fields produced by a centre of dilation and by a pressure source in a viscoelastic half-space: application to the study of ground deformation and seismic activity at Campi Flegrei, Italy, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 87, 455-485.
- Bürgmann, R., Dresen, G., 2008. Rheology of the lower crust and upper mantle: Evidence from rock mechanics, geodesy and field observations. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 36, 531-567.
- Burov, E.B., Diament, M., 1992. Flexure of the continental lithosphere with multilayered rheology, *Geophys. J. Int.*, 109, 449-468.
- Burov, E.B., Diament, M., 1995. The effective elastic thickness ( $T_e$ ) of continental lithosphere: what does it mean? *J. Geophys. Res.*, 100, 3905-3927.
- Carter, N.L., Tsenn, M.C., 1987. Flow properties of continental lithosphere, *Tectonophysics*, 136, 27-63.
- Chang, W.-L., Smith, R.B., Wicks, C., Farrell, J.M., Puskas, C.M., Accelerated uplift and

- magmatic intrusion of the Yellowstone caldera, 2004 to 2006, *Science*, 318, 952-956.
- Chery, J., Bonneville, A., Vilotte, J.P., Yuen, D., 1991. Numerical modelling of caldera dynamical behaviour, *Geophys. J. Int.*, 105, 365-379.
- Currenti, G., Bonaccorso, A., Del Negro, C., Scandura, D., Boschi, E., 2010. Elasto-plastic modeling of volcano ground deformation, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 296, 311-318.
- Currenti, G., Del Negro, C., Ganci, G., Scandura, D., 2011a. 3D numerical deformation model of the intrusive event forerunning the 2001 Etna eruption, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 168, 88-96.
- Currenti, G., Napoli, R., Del Negro, C., 2011b. Toward a realistic deformation model of the 2008 magmatic intrusion at Etna from combined DInSAR and GPS observations, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 312, 22-27.
- Davis, P.M., 1986. Surface deformation due to inflation of an arbitrarily oriented triaxial ellipsoidal cavity in an elastic half-space, with reference to Kilauea Volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, 91, 7429-7438.
- Davis, P.M., Hastie, L. M., Stacey, F. D., 1974. Stresses within an active volcano - With particular reference to Kilauea, *Tectonophysics*, 22, 355-362.
- De Natale, G., Pingue, F., 1993. Ground deformations in collapsed caldera structures, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 57, 19-38.
- De Natale, G., Petrazzuoli, S.M., Pingue, F., 1997. The effect of collapse structures on ground deformations in calderas, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1555-1558.
- Del Negro, C., Currenti, G., Scandura, D., 2009. Temperature-dependent viscoelastic modeling of ground deformation: Application to Etna volcano during the 1993-1997 inflation period, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 172, 299-309.
- Dieterich, J.H., Decker, R.W., 1975. Finite element modeling of surface deformation associated with volcanism, *J. Geophys. Res.*, 80, 4094-4102.
- Dragoni, M., Magnanensi, C., 1989. Displacement and stress produced by a pressurized, spherical magma chamber, surrounded by a viscoelastic shell, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 56, 316-328.
- Dvorak, J.J., Dzurisin, D., 1997. Volcano geodesy: The search for magma reservoirs and the formation of eruptive vents, *Rev. Geophys.*, 35, 343-384.
- Dzurisin, D., 2000. Volcano geodesy: Challenges and opportunities for the 21<sup>st</sup> century, *Phil. Trans. R. Soc.*, 358, 1547-1566.
- Dzurisin, D., 2007. Volcano Deformation: New Geodetic Monitoring Techniques. Praxis Publishing Ltd., Chichester.
- Dzurisin, D., Yamashita, K.M., Kleinman, J.W., 1994. Mechanisms of crustal uplift and subsidence at the Yellowstone caldera, Wyoming, *Bull. Volcanol.*, 56, 261-270.
- Eaton, G.P., Christiansen, R.L., Iyer, H.M., Pitt, A.M., Mabey, D.R., Richard Blank, Jr., H., Zietz, I., Gettings, M.E., 1975. Magma beneath Yellowstone National Park, 188, 787-796.

- Eto, T., Takayama, T., Yamamoto, K., et al., 1997. Re-upheaval of the ground surface at the Aira caldera – December 1991 ~ October 1996 -, in Report on 9<sup>th</sup> joint observation of Sakurajima volcano, 15-29 (in Japanese).
- Fialko, Y., Khazan, Y., Simons, M., 2001a. Deformation due to a pressurized horizontal circular crack in an elastic half-space, with applications to volcano geodesy, *Geophys. J. Int.*, 146, 181-190.
- Fialko, Y., Simons, M., Khazan, Y., 2001b. Finite source modelling of magmatic unrest in Socorro, New Mexico, and Long Valley, California, *Geophys. J. Int.*, 146, 191-200.
- Freed, A.M., Bürgmann, R., 2004. Evidence of power-law flow in the Mojave desert mantle. *Nature* 430, 548-551.
- Geographical Survey Institute, Report of Coordinating Committee for Prediction of Volcanic Eruption, Japan Meteorological Agency, 91, 1-4, 2006
- Geyer, A., Gottsmann, J., 2010. The influence of mechanical stiffness on caldera deformation and implications for the 1971-1984 Rabaul uplift (Papua New Guinea), *Tectonophysics*, 483, 399-412.
- Goetze, C., Evans, B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 59, 463-478.
- Hager, B.H., King, R.W., Murray, M.H., 1991. Measurement of Crustal Deformation Using the Global Positioning, *Annu. Rev. Earth planet. Sci.*, 19, 351-382.
- Hearn, E.H., McClusky, S., Ergintav, S., Reilinger, R.E., 2009. Izmit earthquake postseismic deformation and dynamics of the North Anatolian Fault Zone. *J. Geophys. Res.* 114, B08405, <http://dx.doi.org/10.1029/2008JB006026>.
- Hearn, E.H., Thatcher, W.R., Reconciling viscoelastic models of postseismic and interseismic deformation: Effects of viscous shear zones and finite length ruptures, *J. Geophys. Res.*, 120, 2794-2819, doi: 10.1002/2014JB011361.
- Hetland, E.A., Zhang, G., 2014. Effect of shear zones on post-seismic deformation with application to the 1997 M W 7.6 Manyi earthquake. *Geophys. J. Int.*, 198, 259-269.
- Hickey, J., Gottsmann, J., del Potro, R., 2013. The large-scale surface uplift in the Altiplano-Puna region of Bolivia: A parametric study of source characteristics and crustal rheology using finite element analysis, *Gechem. Geophys. Geosyst.*, 14, 540-555.
- Honda, R., Yamaya, Y., Ichihara, H., Hase, H., Mogi, T., Yamashita, H., Ohyama, T., Uyeshima, M., Nakagawa, M., 2011. Magnetotelluric investigation around the Kutcharo caldera region. *Geophys. Bull. Hokkaido Univ.*, Sapporo, Japan, No. 74, March, 45-55.
- Huang, H.-H., Lin, F.-C., Schmandt, B., Farrell, J., Smith, R.B., Tsai, V.C., 2015. The Yellowstone magmatic system from the mantle plume to the upper crust, 348, 773-776.
- Husen, S., Smith, R.B., Waite, G.P., 2004. Evidence for gas and magmatic sources beneath the Yellowstone volcanic field from seismic tomographic imaging, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 131, 397-410.

- Iguchi, M., 2006. Aira caldera storing magma, *Chikyu Monthly*, 28, 115-121 (in Japanese).
- Iguchi, M., 2013. Magma movement from the deep to shallow Sakurajima Volcano as revealed by geophysical observations. *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, 58, 1-18.
- Iguchi, M., Tameguri, T., Ohta, Y., Ueki, S., Nakao, S., 2013. Characteristics of volcanic activity at Sakurajima volcano's Showa crater during the period 2006 to 2011, *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, 58, 115-135.
- Ishihara, K., 1981. A quantitative relation between the ground deformation and the volcanic materials ejected, Abstract 1981 IAVCEI Symposium - Arc Volcanism, 143.
- Kazahaya, R., Aoki, Y., Shinohara, H., 2015. Budget of shallow magma plumbing system at Asama Volcano, Japan, revealed by ground deformation and volcanic gas studies, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 120, doi:10.1002/2014JB011715.
- Kirby, S.H., 1983. Rheology of the lithosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1458-1487.
- Kirby, S.H., Kronenberg, A.K., 1987. Rheology of the lithosphere: selected topics, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 25, 1219-1244.
- Kohlstedt, D.L., Evans, B., Mackwell, S.J., 1995. Strength of the lithosphere: Constraints imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 100, 17,587-17,602.
- Kruze, S., McNutt, M., Phipps-Morgan, J., Royden, L., Wernicke, B., 1991. Lithospheric extension near Lake Mead: a model for ductile flow in the lower crust, *J. Geophys. Res.* 96, 4435 - 4456.
- Lungarini, L., Troise, C., Meo, M., De Natale, G., 2005. Finite element modelling of topographic effects on elastic ground deformation at Mt. Etna, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 144, 257-271.
- Linde, A.T., Agustsson, K., Selwyn Sacks, I., Stefansson, R., 1993. Mechanism of the 1991 eruption of Hekla from continuous borehole strain monitoring, *Nature*, 365, 737-740.
- Maruyama, T., 1964. Statical elastic dislocations in an infinite and semi-infinite medium, *Bull. Earthquake Res. Inst. Univ. Tokyo*, 42, 289-368.
- Masek, J.G., Isacks, B.L., Fielding, E.J., 1994. Rift flank uplift in Tibet: evidence for a viscous lower crust. *Tectonics* 13, 659-667.
- Massonnet, D., Feigl, K.L., 1998. Radar interferometry and its application to changes in the earth's surface, *Rev. Geophys.*, 36, 441-500.
- Masterlark, T., 2007. Magma intrusion and deformation predictions: Sensitivities to the Mogi assumptions, *J. Geophys. Res.*, 112, B06419, doi:10.1029/2006JB004860.
- McCann, G.D., Wilts, C.H., 1951. A Mathematical Analysis of the Subsidence in the Long Beach-San Pedro Area. California Institute of Technology, CA, 117pp.
- McTigue, D.F., 1987. Elastic stress and deformation near a finite spherical magma body: resolution of the point source paradox, *J. Geophys. Res.*, 92, 12,931-12,940.
- Melosh, H.J., Raefsky, A., 1981. A simple and efficient method for introducing faults into finite element computations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 71, 1391-1400.

- Mindlin, R. D., Cheng, D. H., 1950. Nuclei of strain in the semi-infinite solid, *J. Appl. Phys.*, 21, 926-930.
- Mogi, K., 1958. Relations between eruptions of various volcanoes and the deformations of the ground surfaces around them, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 26, 99-134.
- Nakada, M., Yanagi, T., Maeda, S., 1997. Lower crustal erosion induced by mantle diapiric upwelling: constraints from sedimentary basin formation followed by voluminous basalt volcanism in northwest Kyushu, Japan, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 146, 415 - 429.
- Newman, A.V., Dixon, T.H., Ofoegbu, G.I., Dixon, J.E., 2001. Geodetic and seismic constraints on recent activity at Long Valley Caldera, California: evidence for viscoelastic rheology, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 105, 183-206.
- Okada, Y., 1985. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 75, 1135-1154.
- Okada, Y., 1992. Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 82, 1018-1040.
- Pritchard, M., Simons, M., 2002. A satellite geodetic survey of large-scale deformation of volcanic centres in the central Andes, *Nature*, 416, 167-170.
- Ranalli, G., 1995. *Rheology of the Earth*, 2nd edn, Chapman and Hall, London.
- Ryder, I., Bürgmann, R., Pollitz, F.F., 2011. Lower crustal relaxation beneath the Tibetan Plateau and Qaidam Basin following the 2001 Kokoxili earthquake. *Geophys. J. Int.* 187, 613-630.
- Ryder, I., Parsons, B., Wright, T.J., Funning, G.J., 2007. Post-seismic motion following the 1997 Manyi (Tibet) earthquake: InSAR observations and modelling. *Geophys. J. Int.* 169, 1009-1027.
- Ryder, I., Wang, H., Bie, L., Rietbrock, A., 2014. Geodetic imaging of late postseismic lower crustal flow in Tibet. *Earth Planet. Sci. Lett.* 404, 136-143.
- Sassa, K., 1956. A few problems on prediction of earthquake (II), in *Proceedings of the fifth anniversary of founding of Disast. Prev. Res. Inst. Kyoto Univ.* (in Japanese).
- Segall, P., 2010. *Earthquake and volcano deformation*, Princeton University Press, New Jersey.
- Sen, B., 1951. Note on the stresses produced by nuclei of thermo-elastic strain in a semi-infinite elastic solid. *Q. Appl. Math.*, 8, 365-369.
- Suito, H., Hirahara, K., 1999. Simulation of postseismic deformation caused by the 1896 Riku-u earthquake, northeast Japan: re-evaluation of the viscosity in the upper mantle, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2561-2564.
- Trasatti, E., Giunchi, C., Bonafede, M., 2005. Structural and rheological constraints on source depth and overpressure estimates at the Campi Flegrei caldera, Italy, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 144, 105-118.
- Trasatti, E., Giunchi, C., Bonafede, M., 2003. Effects of topography and rheological layering

- on ground deformation in volcanic regions, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 122, 89-110.
- Troise, C., Pingue, F., De Natale, G., 2003. Coulomb stress changes at calderas: Modeling the seismicity of Campi Flegrei (southern Italy), *J. Geophys. Res.*, 108, 2292, doi:10.1029/2002JB002006.
- Turcotte, D.L., Schubert, G., 1982. *Geodynamics: Applications of Continuum Physics to Geological Problems*, John Wiley & Sons, New York.
- Vasco, D.W., Puskas, C.M., Smith, R.B., Meertens, C.M., 2007. Crustal deformation and source models of the Yellowstone volcanic field from geodetic data, *J. Geophys. Res.*, 112, B07402, doi: 10.1029/2006JB004641.
- Waite, G.P., Smith, R.B., 2002. Seismic evidence for fluid migration accompanying subsidence of the Yellowstone caldera, *J. Geophys. Res.*, 107, 2177, doi: 10.1029/2001JB000586.
- Watts, A.B., 2001. *Isostasy and flexure of the lithosphere*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Watts, A.B., Burov, E.B., 2003. Lithospheric strength and its relationship to the elastic and seismogenic layer thickness, *Earth planet. Sci. Lett.*, 213, 113-131.
- Wicks Jr., C., Thatcher, W., Dzurisin, D., 1998. Migration of fluids beneath Yellowstone Caldera inferred from satellite radar interferometry, *Science*, 282, 458-462.
- Wicks, C.W., Thatcher, W., Dzurisin, D., Svarc, J., 2006. Uplift, thermal unrest and magma intrusion at Yellowstone caldera, *Nature*, 440, 72-75.
- Wdowinski, S., Axen, G.J., 1992. Isostatic rebound due to tectonic denudation: a viscous flow model of a layered lithosphere, *Tectonics* 11, 303 - 315.
- Williams, C.A., Wadge, G., 1998. The effects of topography on magma chamber deformation models: Application to Mt. Etna and radar interferometry, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1549-1552.
- Wu, M., Wang, H.F., 1988. Deformations and inferred stress field for ellipsoidal sources at Long Valley, California, 1975-1982, *J. Geophys. Res.*, 93, 13,285-13,296.
- Yamakawa, N., 1955. On the strain produced in a semi-infinite elastic solid by an interior source of stress. *J. Seismol. Soc. Jpn.*, 8, 84-98, 1955.
- Yamasaki, T., Houseman, G.A., 2012a. The signature of depth-dependent viscosity structure in post-seismic deformation. *Geophys. J. Int.* 190, 769-784.
- Yamasaki, T., Houseman, G.A., 2012b. The crustal viscosity gradient measured from post-seismic deformation: a case study of the 1997 Manyi (Tibet) earthquake, *Earth Planet. Sci. Lett.* 351-352, 105-114.
- Yamasaki, T., Houseman, G.A., 2015. Analysis of the spatial viscosity variation in the crust beneath the western North Anatolian Fault, *J. Geodyn.*, 88, 80-89.
- Yamasaki, T., Houseman, G., Hamling, I., Postek, E., 2010. OREGANO\_VE: a new parallelised 3D solver for the general (non-)linear Maxwell visco-elastic problem: validation and application to the calculation of surface deformation in the earthquake



- cycle, Geophysical Research Abstracts, Vol. 12, EGU2010-7244-1, EGU General Assembly 2010, 2-7 May, 2010 in Vienna, Austria.
- Yamasaki, T., Miura, H., Nogi, Y., 2008. Numerical modelling study on the flexural uplift of the Transantarctic Mountains. *Geophys. J. Int.*, 174, 377-390.
- Yamasaki, T., Nakada, M., 1996. Effects of the Quaternary sea-level change on the subsidence of a sedimentary basin: a case study of the Osaka Bay sedimentary basin, Japan. *Tectonophysics* 267, 229-238.
- Yamasaki, T., Seno, T., 2005. High strain rate zone in central Honshu resulting from the viscosity heterogeneities in the crust and mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 232, 13-27.
- Yamasaki, T., Wright, T.J., Houseman, G.A., 2014. Weak ductile shear zone beneath a major strike-slip fault: Inferences from earthquake cycle model constrained by geodetic observations of the western North Anatolian Fault Zone. *J. Geophys. Res.* 119, 3678-3699, doi: 10.1002/2013JB010347.
- Yang, X.M., Davis, P.M., 1988. Deformation from inflation of a dipping finite prolate spheroid in an elastic half-space as a model for volcanic stressing, *J. Geophys. Res.*, 93, 4249-4257.
- Yokoyama, I., 1986. Crustal deformation caused by the 1914 eruption of Sakurajima volcano, Japan and its secular changes, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 30, 283-304.
- Yokoyama, I., 2013. An interpretation on secular changes in deformation caused by the 1914 eruption of Sakurajima volcano, *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, 58, 77-90.

## 3.2 活動的カルデラ火山の地下構造調査

### 3.2.1 阿蘇カルデラの地下構造調査

#### 【実施内容】

地下構造を求めめるため、阿蘇カルデラおよびその周辺においてマグネトテレリク法（以下、MT法）による電磁探査を行った。およそ30km四方の領域において56点（うち6点は増設）の観測点を設け、夜間18時～翌朝8時に測定し、1点あたり最低2晩以上のデータを取得した。リモートリファレンス等のデータ処理を行い、300～0.001Hzの良好なデータを取得した。取得したデータから、見掛け抵抗、位相、インダクションベクトル、フェイズテンソルの平面分布図を求め比抵抗構造の3次元的な傾向を把握した。次に構造指標としてインピーダンス・ストライクに着目し、2次元解析を行う断面の方向を推定した。その方向に回転したデータを満足するように、インバージョンによってメッシュ状に分割した地下の比抵抗構造を求めた。2次元比抵抗構造はおよそ20km（2測線のうち1測線は5km）の深度までの情報を持つ。得られた比抵抗構造断面について、高比抵抗、低比抵抗のコントラストを示す領域の地質について定性的な解釈を行い、これまでに行われている各種観測結果との比較を行った。

#### 【研究内容】

##### 3.2.1.1 はじめに

阿蘇カルデラは南北約25km、東西約18kmの世界最大級のカルデラであるが、外側を含めた広い範囲が陸上にあるため物理探査を行うには適地である。カルデラの構造や成因、マグマ供給系のモデルを作成するための基礎データを構築するために、当該カルデラをモデルフィールドとしてMT法による電磁探査を行った。

阿蘇地域でこれまでに行われている電磁気調査とその他の物理探査について簡単にまとめておく。田中ほか（1981）は中岳火口周辺においてシュランベルジャー法探査を行い、深度100m程度の電気伝導度分布を得た。Handa and Tanaka(1999)は、中岳火口を含む中央火口丘西部域においてVLF、ELF-MT法およびCSMT法による電磁探査を行い、地下数百m以浅の比抵抗構造を求めた。より深い構造としてKanda et al. (2008)は中岳火口周辺で高密度AMT観測を行い、火口周辺の海拔下500m程度までの詳細な比抵抗分布を求めた。その結果、地表下300m～海拔0m付近まで数 $\Omega \cdot m$ の低比抵抗層が水平方向に広がっていることが明らかになった。この低比抵抗領域には溶存成分に富んだ熱水が多く存在することが示唆されている。阿蘇カルデラ全域を対象とした、より広域なものとしては、まず、Handa et al. (1998)によるELFおよびVLF周波数帯を用いたMT法探査が挙げられる。彼らはカルデラ内外の200地点で観測を行い、カルデラ下の高比抵抗基盤（白亜紀花崗岩類）を見出している。その後、高倉ほか（2000）、宇津木ほか（2009）は、広帯域MT法探査を行い、カルデラを北東-南西に横切る複数の測線において海拔下5kmまでの詳細な比抵抗構造を得ている。それによると、上部はカルデラ堆積物に相当する1～10 $\Omega \cdot m$ 前後

の低比抵抗層，下部は  $100 \Omega \cdot \text{m}$  以上の先第三系の基盤岩類に相当する高比抵抗層からなることが示された．特に高比抵抗基盤はカルデラ中央部で隆起しており火山活動との関連が考えられている．

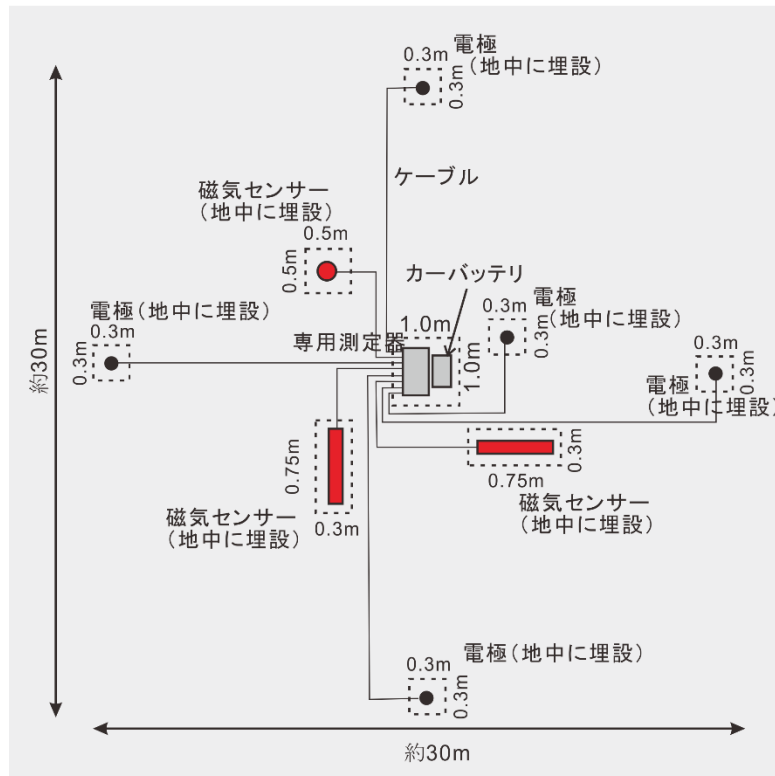
Komazawa (1995) は重力データを用いた解析によりカルデラ全域の詳細な密度構造を求めその成因を議論している．その結果を用いて，高倉ほか (2000) は重力基盤構造と比抵抗基盤構造の比較を行い，中央火口丘の下では両者に違いがみられ，前者がより浅くなっていることを示した．その原因について重力基盤の上部が破碎され熱水により満たされているためと推測している．より深部のマグマに関連すると思われる観測として以下が挙げられる．Sudo and Kong (2001) は地震波トモグラフィにより海拔下 6km 付近に低速度域を見出している．国土地理院 (2004) の GPS 連続観測では 15km 付近にシル状の変動源が推定され，この変動域の直下では深部低周波地震が観測されている (Nakamichi et al., 2003) ．Tsutsui and Sudo (2004) は発破を震源とした反射法解析を行い，海拔深度 1～10km における明瞭な反射面を同定した．Abe et al. (2010) はレシーバー関数を用いて地震波速度構造解析を行い，深度 15～20 km に低速度異常領域を観測し，最大で 15% 程度の部分熔融に由来すると推定している．今までの電磁気観測で得られているものに比べ，より深部の比抵抗構造を求め，これらの観測結果と比較することが，本研究の課題の一つとなる．

なお，本地域において地熱資源開発を目的とした，地質，地化学，物理探査，試錐掘削等からなる総合調査が NEDO (新エネルギー・産業技術総合開発機構) によって全国地熱総合調査および地熱開発促進調査の一環として行われている (NEDO, 1990; NEDO, 1991a; NEDO, 1991b; NEDO, 1994; NEDO, 1995) ．

### 3. 2. 1. 2 MT 法の測定原理

MT 法は，地磁気の変動に伴って地中に誘導される地電流を観測して，地下の比抵抗構造を調査する手法である．上空 100km から 250km の間に存在する電離層では，太陽のコロナホールやフレアからの高いエネルギーを持つ太陽風などにより頻繁に擾乱を受け，時間的，空間的に磁気の脈動現象が不規則に発生している．この磁気の変動は電離層と大地間に主に 3Hz 以下の電磁誘導現象を引き起こし，これが，MT 法の主な信号源となっている．誘導される電磁場は様々な周波数成分を含み，長周期な成分になるほど，より深い深度の情報を含んでいる．電気探査では探査深度を増すためには電極間隔を大きくしなければならないが，MT 法はその必要がない (電極間隔 30～100m 程度) ．このため MT 法を用いると，効率よく垂直探査が行なえる．また，信号源として自然信号を利用するため，人工信号を用いる必要がない．一方で，自然の強度と測点周辺の人工的なノイズの状況によって測定データの S/N 比が大きく左右されることになる．MT 法の測定は一般に人工的なノイズの小さい夜間に行うが，自然信号が弱い時やノイズレベルの高い場所では，S/N 比の高いデータを取得するためには測定期間を数日要することもある．

平面図



立面図

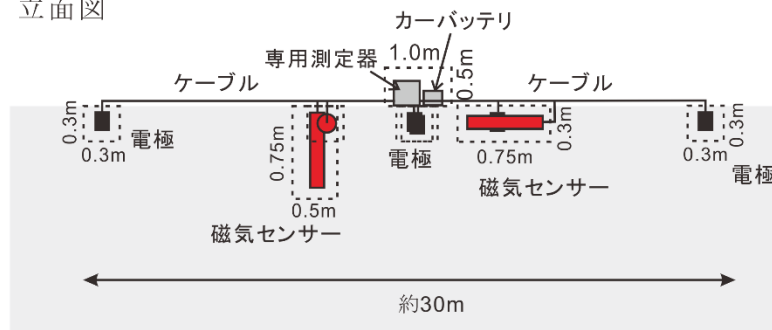


図 3.2.1-1 MT 法電磁探査のレイアウト例

測定は、図 3.2.1-1 に示すようなレイアウトで行う。すなわち、直交する 2 方向（南北を  $x$ ，東西を  $y$  とする）の電場および磁場と鉛直方向の磁場を測定する。観測される電場  $\mathbf{E}$  と磁場  $\mathbf{H}$  は次式の関係が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$

ここで  $Z$  はインピーダンスと呼ばれ、 $2 \times 2$  の行列となる。大地が 2 次元ないし 1 次元であると仮定したときに、その行列の対角項は 0 となり、特に 1 次元の場合には非対角項が同じ値となる。通常、2 次元を前提とした解析を行い、南北方向の電場を測定したものを  $xy$

モード, 東西方向の電場を測定としたものを **yx** モードと呼ぶ. さらに後に出てくるように, 2次元性を持つ地下構造を仮定し, その走向と平行する方向を **x** 方向として電場と磁場をその方向に回転させたとき, 前者を **TE** モード, 後者を **TM** モードと呼ぶ. それぞれのモードについて, 各周波数 ( $f$ ) のインピーダンス ( $Z$ ) を用いて見掛比抵抗 ( $\rho_a$ ) が次式から求められる.

$$\rho_a = \frac{0.2}{f} |Z|^2$$

見掛比抵抗は, あくまでのその周波数での値であり, 実際の大地の比抵抗そのものではない. 2次元解析の項で示すように, さまざまな周波数の見掛比抵抗からいろいろな深度の大地の比抵抗が求められる. **MT** 法では見掛比抵抗と同時に, 各モードそれぞれに対し, 周波数毎の磁場変化に対する電場変化の遅れを, 位相 ( $\phi$ ) として次式のように求める.

$$\phi = \arg(Z)$$

位相は見掛比抵抗同様, 地下の比抵抗構造によって変化するため, 比抵抗構造解析において重要なパラメータである. 地下の構造が均質であれば位相は **45** 度となる. それより大きな値になると, より深部が低比抵抗であることを, 小さな値となる場合は, より深部が高比抵抗であることを示す.

2次元解析を行う断面の方向は, 可能な限り地質構造の走向と直交させる. その際, 地質構造の方向は各種の指標から推定することができる. インピーダンス・ストライクは, インピーダンスの非対角成分  $|Z_{xy}|^2 + |Z_{yx}|^2$  が最大となる方向である. この方向は, 地下構造の走向と直交する場合と平行する場合がある.

磁場の鉛直成分は, 水平成分によって誘導された電場が不均一であるときに生じ, 水平成分の線形結合として次式で表される.

$$H_z = T_x \cdot H_x + T_y \cdot H_y$$

ここで, 係数  $T_x$ ,  $T_y$  はそれぞれ複素数でありティッパーと呼ばれている. ティッパーの実数部を用いて, ベクトル表示したものをインダクションベクトルと呼ぶ. これは一般に低比抵抗異常がある方向を向き, 値が **1** に近いほど比抵抗コントラストが大きいことを示す (Parkinson, 1962). すなわち, 比抵抗変化が急激なところで大きくなる性質をもつ.

### 3.2.1.3 測定条件

本調査では, **Phoenix** 社製の **MT** 探査システムを使用した. 最大 **16** セット (2 セットはリモート点) を併用し, 測定能率の向上を図った. データの品質を向上させるため人工ノイズの少ない夜間 **18** 時~翌朝 **8** 時に測定し, 1 点あたり最低 **2** 晩以上のデータを取得することにした. 測定期間中に, 気象庁が発表する地磁気変動の程度を示す **K** 値が最大 **3** 以上とならない場合には, 最長 **7** 日間まで測定するか, 測定位置を近傍に変えて再測定を行った. 測定周波数は, **320Hz**~**0.000343Hz** までの **80** 周波数である. 表 **3.2.1-1** にサンプリング周波数と測定周波数示す.

表 3.2.1-1 MT 法の測定周波数とサンプリング

F#	Frequency	Sample-rate	F#	Frequency	Sample-rate	F#	Frequency	Sample-rate	F#	Frequency	Sample-rate
	(Hz)			(Hz)			(Hz)			(Hz)	
1	317.647	2400 (Band3)	21	9.375	150 (Band4)	41	0.29297	15 (Band5)	61	0.009155	15 (Band5)
2	264.706		22	8.125		42	0.25391		62	0.007935	
3	229.412		23	6.875		43	0.21484		63	0.006714	
4	194.118		24	5.625		44	0.17578		64	0.005493	
5	168.824		25	4.8875		45	0.14648		65	0.004578	
6	132.353		26	4.0625	46	0.12695	66		0.003967		
7	114.706		27	3.4375	47	0.10742	67		0.003357		
8	97.0588		28	2.8125	48	0.087891	68		0.002747		
9	79.4118		29	2.34375	49	0.073242	69		0.002289		
10	66.1765		30	2.03125	50	0.063477	70		0.001984		
11	57.3529		31	1.71875	51	0.053711	71		0.001678		
12	48.5294		32	1.40625	52	0.043945	72		0.001373		
13	39.7059		33	1.17188	53	0.036621	73		0.001144		
14	32.5		150 (Band4)	34	1.01562	54	0.031738		74	0.000992	
15	27.5			35	0.85938	55	0.026855		75	0.000839	
16	22.5			36	0.70312	56	0.021973		76	0.000687	
17	18.75			37	0.58594	57	0.018311		77	0.000572	
18	16.25			38	0.50781	58	0.015869		78	0.000496	
19	13.75			39	0.42969	59	0.013428		79	0.00042	
20	11.25			40	0.35156	60	0.010986		80	0.000343	

3.2.1.4 測点分布

調査地域は熊本県阿蘇市および南阿蘇村を中心としたおよそ 30km 四方の範囲内である。測点位置を図 3.2.1-2 に示す。測点は全部で 56 点（うち 6 点は増設）あり、北は熊本県阿蘇市、西は熊本県大津町、東は熊本県高森町、南は熊本県山都町と 7 市町村にまたがる。本地域は概ね山間部に位置しており、人工構造物が多い市街地ではないものの、道路沿いには電灯線や電話線が、また阿蘇山を囲むように（測点 24, 25, 11, 12, 13, 15, 26, 34, 42 近傍）高圧送電線があり、測定データに影響を与える。主要な道路からは 100m 以上離すなど、ノイズ源から近い場合は測点の選定を慎重に行った。また、放牧地が複数有るが、それらは各地区の牧野組合が管理している。組合によっては牛が放牧されている時期の立ち入りを制限され、測定時期を冬季に設定せざるをえなかった。一方で、標高が高いため積雪による作業への影響も心配された。このような状況を考慮しつつ、観測期間は平成 27 年 11 月 30 日から 12 月 21 日とした。また、阿蘇火山の噴火活動も懸念された。平成 27 年 9 月 14 日に噴煙高度 2km に達する噴火が発生し、気象庁の噴火警戒レベルが 3 に引き上げられた。各自治体によって立ち入り規制区域が設けられ、一部の測点への立ち入りができなくなった。しかし、その後大きな噴火が発生せず、平成 27 年 11 月 24 日に噴火警戒レベルが

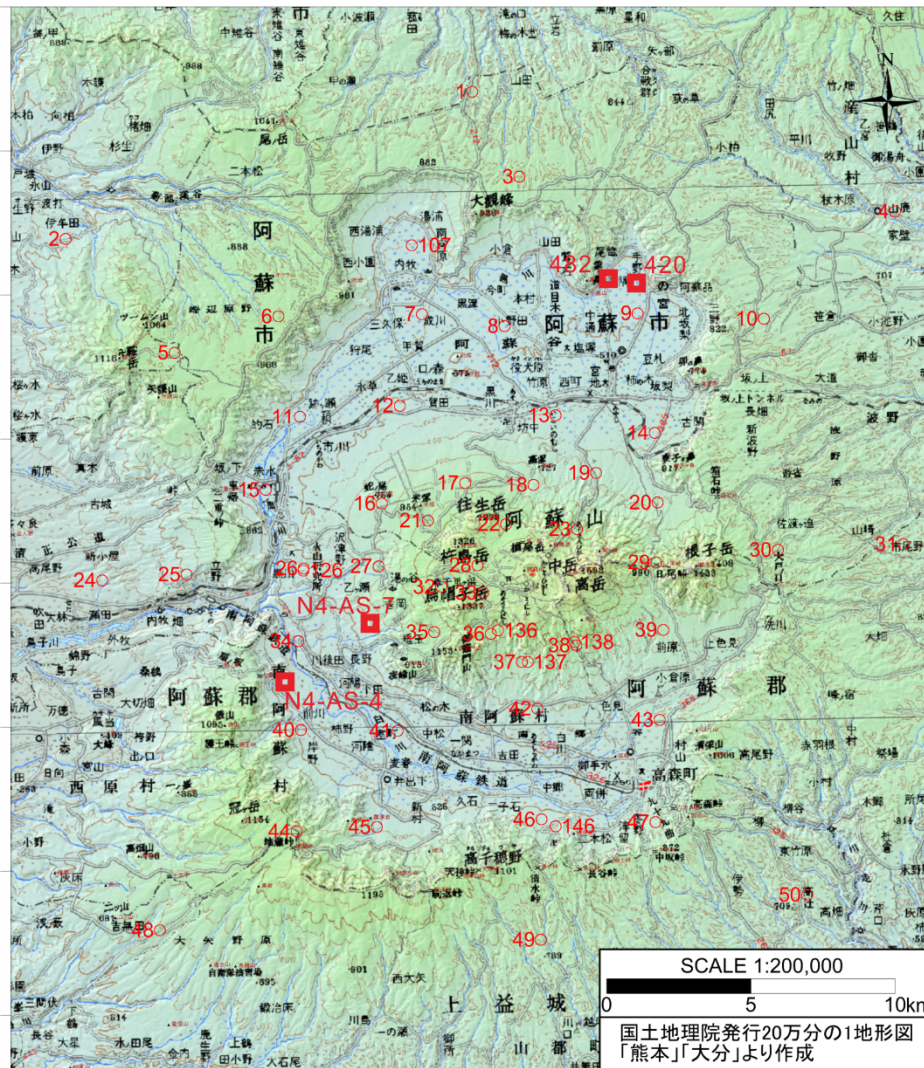


図 3.2.1-2 観測点の位置。○印は MT の測点位置を，□は本報告で参照した既存の坑井の位置を示す。

引き下げられ規制区域も解除になったという経緯がある。

調査期間中の天候は晴の日が多く、大きく荒れることはなかった。また、期間中（21 日間）の K 値は、6 日間で最大 2 以下であったが、15 日間で最大 3 以上となり、MT 法の信号強度の目安となる地磁気活動は概ね活発であった。そのため、1 点当たり 2 日（晩）の測定により、曲線の連続性が把握できる点が 15 測点あった。一方、測点 21 については、測定に 11 日を要する結果となった。本調査において、断線等による測定のトラブルを除いた累計点数は 222 点であり、平均して 1 測点あたり 4 日（晩）程度を要する結果となった。

### 3.2.1.5 データ処理

自然信号が弱く、測点周辺に電磁ノイズを出す構造物（電車・高圧線や電気柵など）がある場合、データの品質が著しく低下することがある。そのため、人工ノイズが混入しない地域にリモート点を設けて良好な磁場データを取得し、測点における磁場データと比較することによって、相関のない信号（ローカルノイズ）を除去する時系列処理が一般的に行われている。この処理をリモートリファレンス処理と呼ぶ。本調査では全ての測定結果に対し本処理を実施した。なお、これに対し各測点のデータのみで実施する処理をシングルサイト処理と呼ぶ。図 3.2.1-3 に調査地域とリモートリファレンス点位置図を示す。リモートリファレンス点としたのは、調査地域から北東約 1,150km の岩手県和賀郡西和賀町(旧沢内村)地内、および南方約 100km の鹿児島県霧島市地内に位置する日鉄鉱コンサルタント株式会社の所有する常設点である。

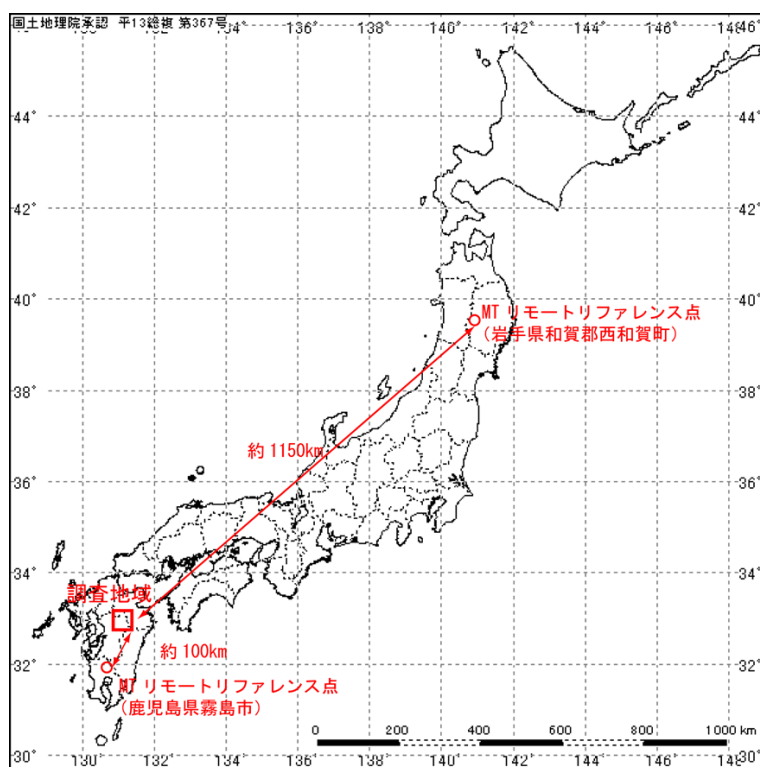
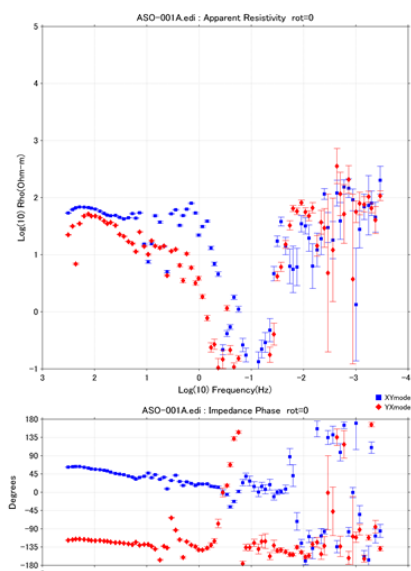


図 3.2.1-3 リモートリファレンス点の位置

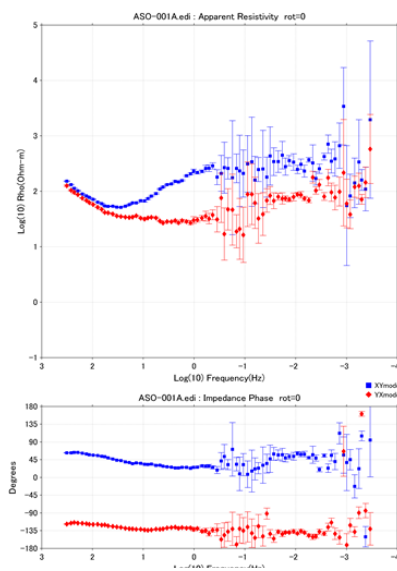
MT法の測定では、時間帯（例えば夕方は車両通行が増えるなど）によってノイズが非常に強く混入することがある。そこで、上記のリモートリファレンス処理後の結果に対し周波数ごとに1日あたり最大20個のパワースペクトル・セグメントに分割し、ノイズの混入した時間帯のデータを削除するというデータ編集（EDIT処理）を毎日各測点について行った。1測点につき複数日（複数回）の測定を実施した場合、複数日の処理結果に対して、良好な結果を取捨選択し、足し合わせを行い最終結果とした。



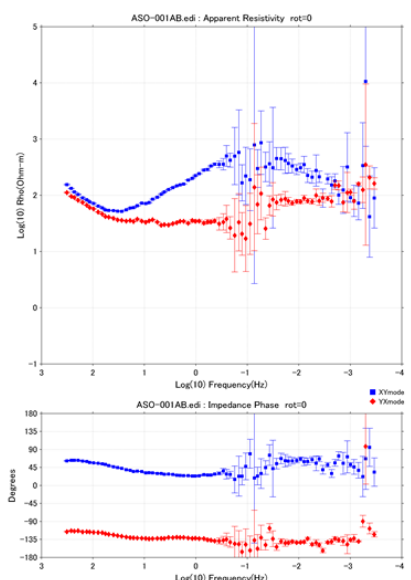
図 3.2.1-4 に測点 1 におけるデータ処理例を示す。(a)はシングルサイト処理,(b)は鹿児島県霧島市地内のリファレンス点を用い,リモートリファレンス処理後に異常なデータを削除した編集結果(1日間),(c)は2日間のデータから異常なデータを削除した編集結果,(d)は複数日(5日間)のデータから異常なデータを削除した編集結果(最終結果)である.ここに示した(a)~(d)の図は,いずれも上段が見掛比抵抗で,下段が位相である.



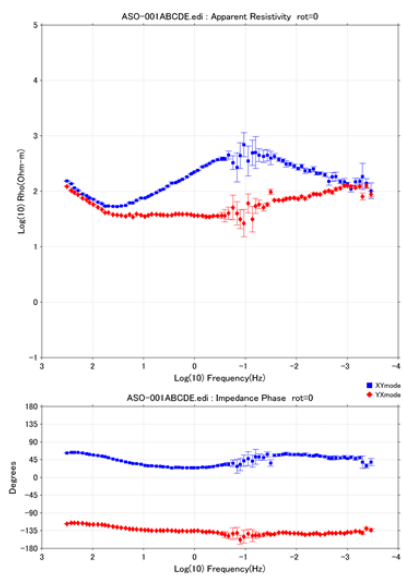
(a) シングル処理



(b)リモート処理; データ編集 (1日分)



(c) リモート処理;データ編集 (2日分)



(d)最終結果

図 3.2.1-4 データ処理例

(a)と(b)を比較すると,リモートリファレンス処理によってデータのばらつきが大幅に小さくなり,データの品質が向上していることがわかる.また,1日間のデータよりも2日間

のデータを編集することによって、特に 0.001Hz 前後の連続性が良くなっている(c). さらに複数日のデータを足し合わせることにより、特に 0.1Hz 前後の連続性が良くなっていることがわかる(d).

当初、リモートリファレンスデータとしては、0.1Hz 以上の高周波数のデータに対しては、調査地域から約 100km 離れた、商用電源が 60Hz 帯の鹿児島県霧島市地内で測定されたデータを、10Hz 以下の低周波数のデータに対しては、調査地域から約 1,150km 離れた、商用電源が 50Hz 帯の岩手県沢内地内で測定されたデータを使用する予定であった。しかしながら図 3.2.1-5 に示すように、各リモートリファレンス点のそれぞれ一カ所のみで処理した最終結果は、いずれも高周波数から低周波数にかけて連続性も良く、大きな違いは見当たらなかった。この結果を踏まえて、霧島市地内のリファレンス点のみを用いて処理した結果を最終結果とすることとした。

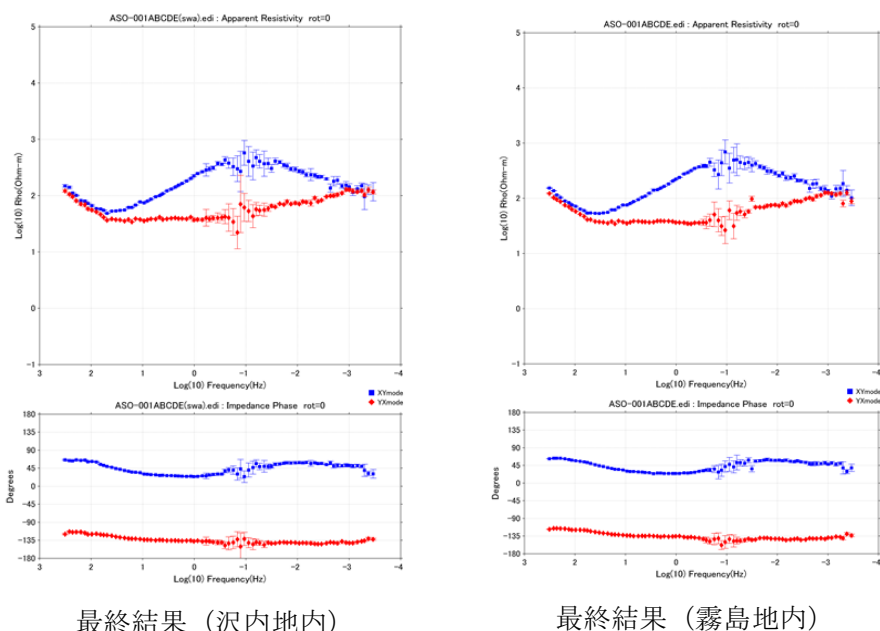


図 3.2.1-5 リモートリファレンス点の検討例

### 3.2.1.6 測定結果

測定データから、南北方向の電場と東西方向の磁場より得られる見掛け抵抗と位相を xy モード、東西方向の電場と南北方向の磁場より得られる見掛け抵抗と位相を yx モードとして、見掛け抵抗および位相曲線を作成した。なお、真北 (0°) を x 方向として編集処理を行っている。

図 3.2.1-6a~n に最終結果を示す。全体的に極めて良好なデータが取得された。一部の周波数帯においてばらつきがあるものの、見掛け抵抗および位相曲線が連続的に把握できる測点が全測点の 9 割以上を占めた。ここで特にデータの品質が悪かった測点について、そ

の原因を考察した。測点 26 は約 100m 離れた場所にノイズ源と思われる電線およびビニールハウス施設、水道をポンプアップしている施設がある。自然信号強度が強い日を含めた 1 週間以上の測定を行ったがデータの品質が悪かった。そこで、約 50m 離れた場所に移設し測定（測点 126）を実施したものの、データの品質がほとんど改善されることはなかった。

測点 7, 38 に関しては、yx モードの 0.01Hz 前後の周波数帯で位相が 90 度以上を超える位相異常が観測された。そこで、測点 7 については北方約 2.5km 離れた場所に測点 107 を、測点 38 については北方約 150m 離れた場所に測点 138 を設けて測定を実施した。その結果、測点 107 では位相異常が収まったが、近傍の移設に留まった測点 138 については同様な位相異常が観測された。これらの位相異常については、地下構造の 3 次元性が強いために引き起こされていると考えられる。

測点 36, 46 に関しては、約 150m 離れた場所に水道施設、柱上変圧器があるため、これらから離れる場所に測点 136, 146 を設けて測定を実施した。その結果、両点ともに良好な結果となった。しかしながらノイズの原因を断定するまでには至らなかった。

測点 37 に関しては、周辺にノイズ源は見当たらないものの、特に電場にノイズの混入が見られた。そこで東方約 200m 離れた場所に測点 137 を設けて測定を実施した結果、良好なデータが得られた。また、測点 37 に関しては引き続き測定を実施した結果、測定 4 日目から電場にノイズの混入が見られなくなり、測点 137 と同様な曲線形状を示し、良好なデータが得られた。これらの原因については、当初近傍の電気柵の影響を考えたが、特定するには至らなかった。

測点 42 に関しては、特に yx モードの 0.1Hz 周辺のデータにばらつきがあったが、移設をせずに同じ測点において再測定を実施した結果、複数日の測定を足し合わせることで、改善された。

以上、本地域は yx モードが乱れる測点が多く、主に電場にノイズの混入が見受けられた。すなわち、東西方向の電場に影響を与える何かしらの電磁波を発生させるノイズ源の存在が推察される。ただし、再測定を行うことにより、結果的には、測点 26 を除いて全周波数において連続性の良いデータを取得することができた。

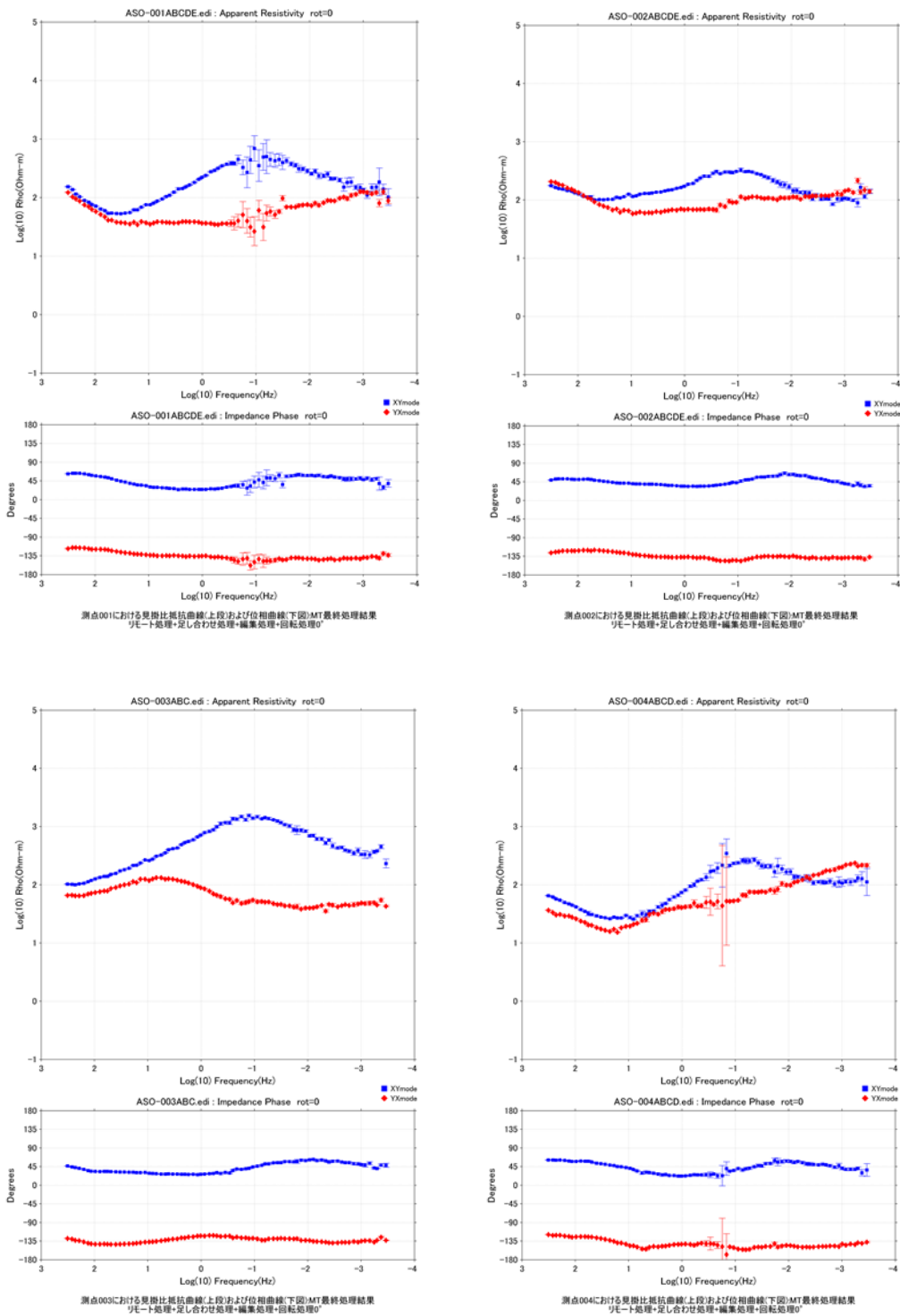


図 3. 2. 1-6a 測点 001, 002, 003, 004 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段).  
 青が XY モードを、赤が YX モードである.

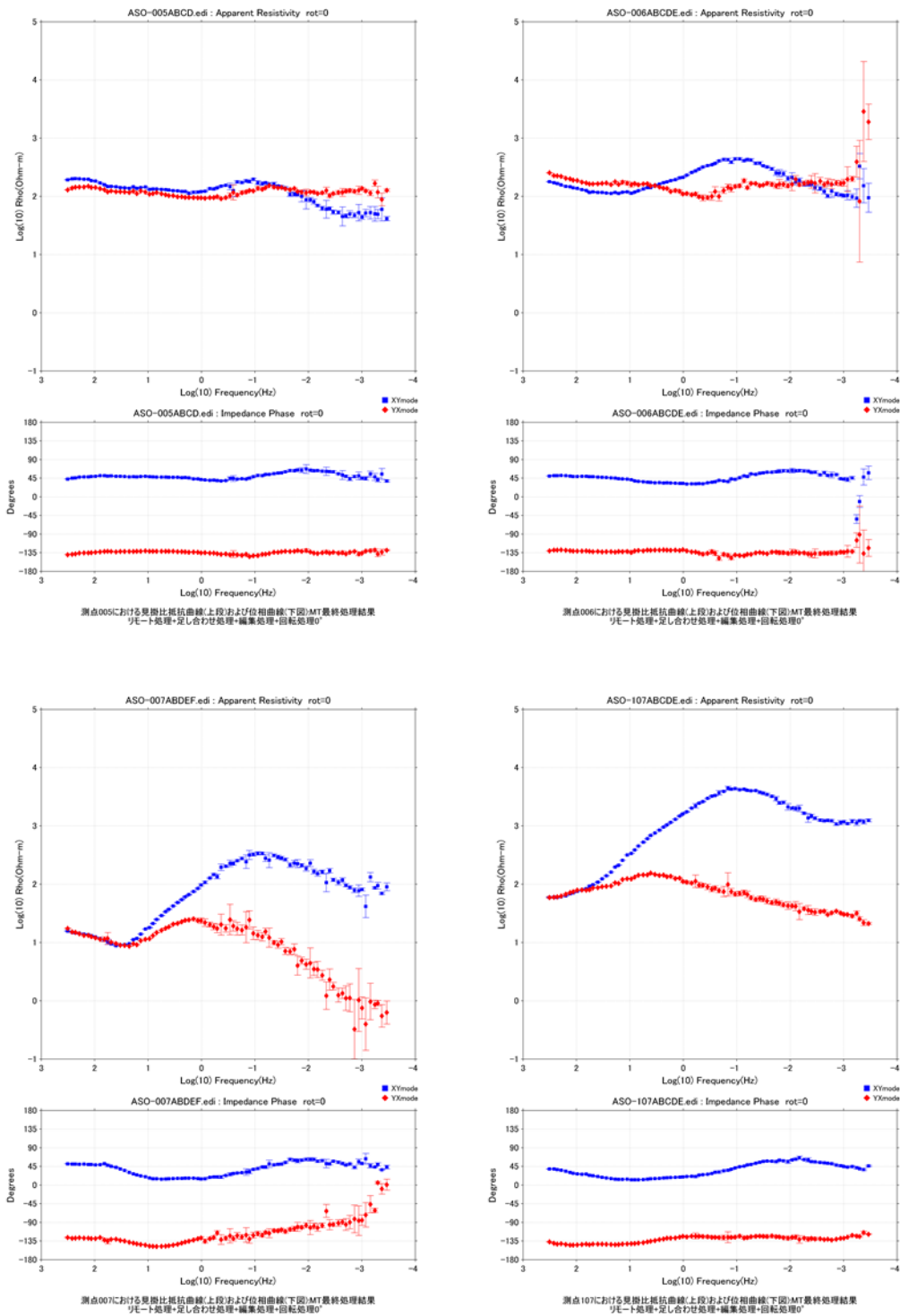


図 3.2.1-6b 測点 005, 006, 007, 107 における見掛け抵抗 (上段) と位相 (下段). 青が XY モードを. 赤が YX モードである.

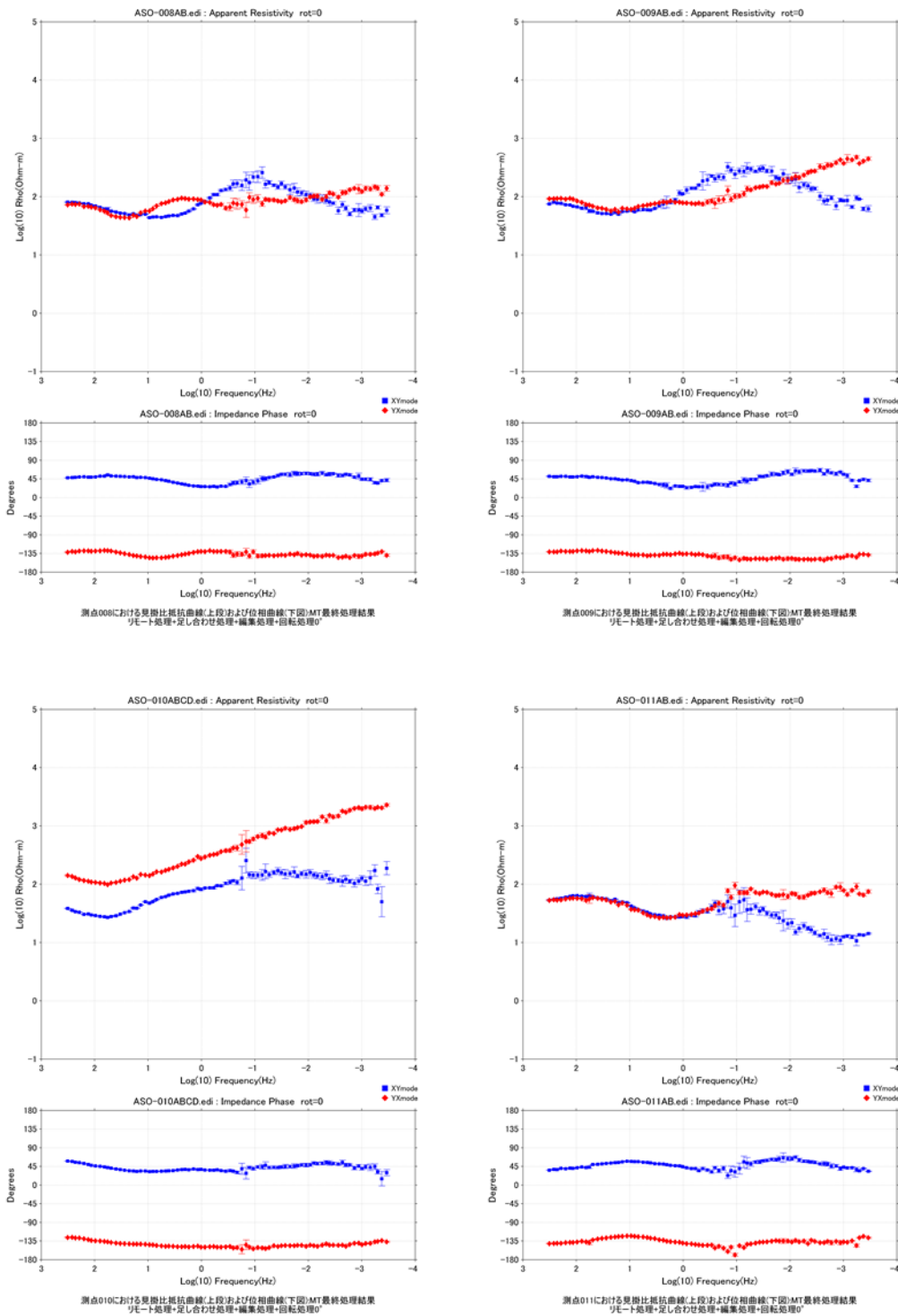


図 3. 2. 1-6c 測点 008, 009, 010, 011 における見掛比抵抗 (上段) と位相 (下段). 青が XY モードを, 赤が YX モードである.

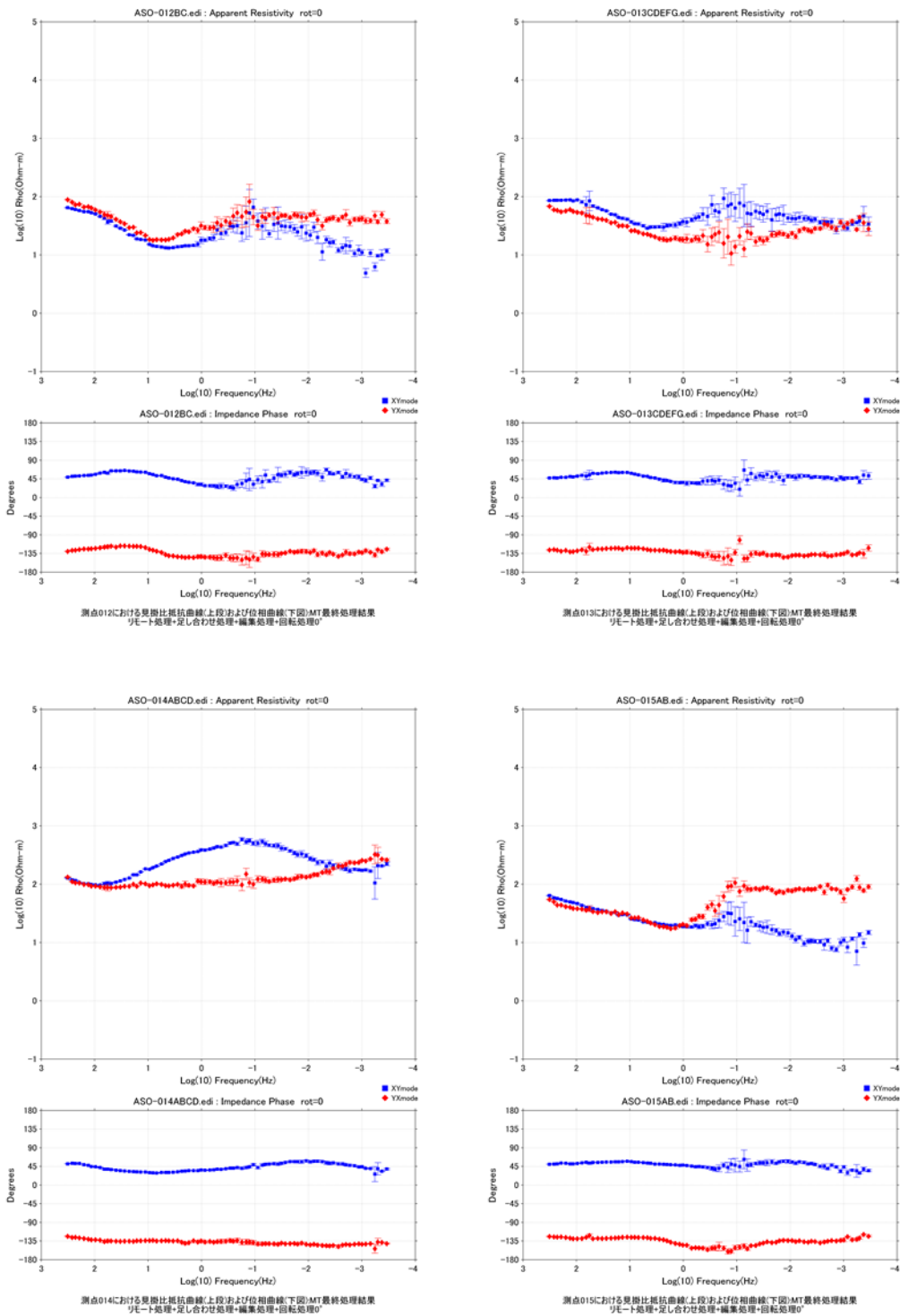


図 3. 2. 1-6d 測点 012, 013, 014, 015 における見掛け抵抗 (上段) と位相 (下段). 青が XY モードを, 赤が YX モードである.

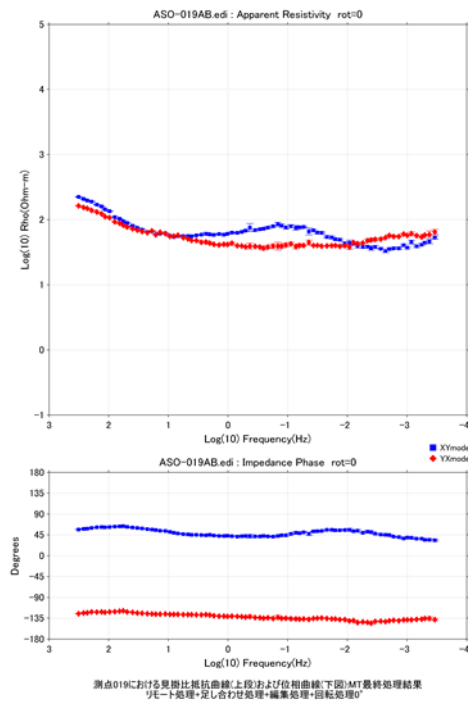
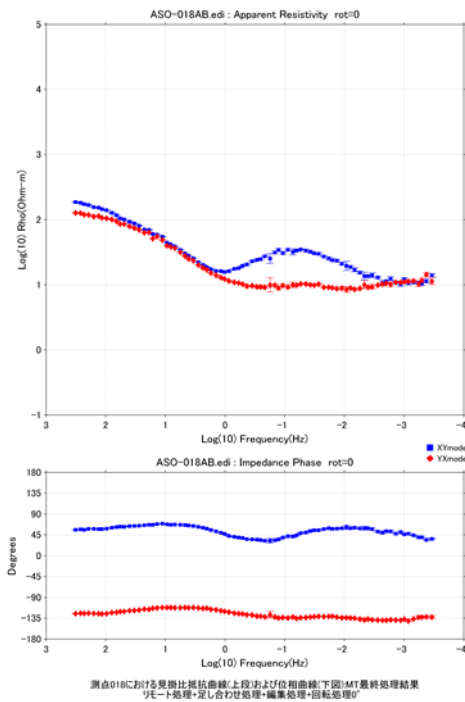
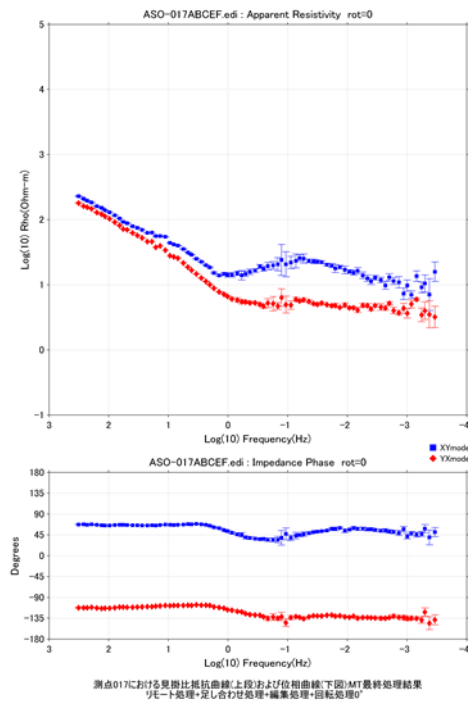
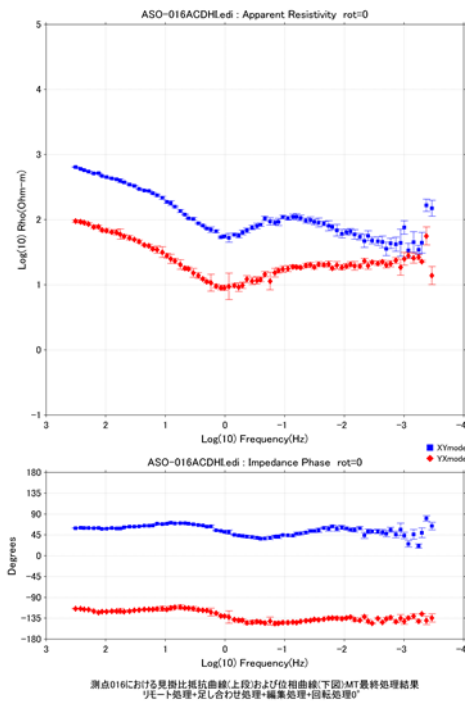


図 3. 2. 1-6e 測点 016, 017, 018, 019 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段). 青が XY モードを, 赤が YX モードである.



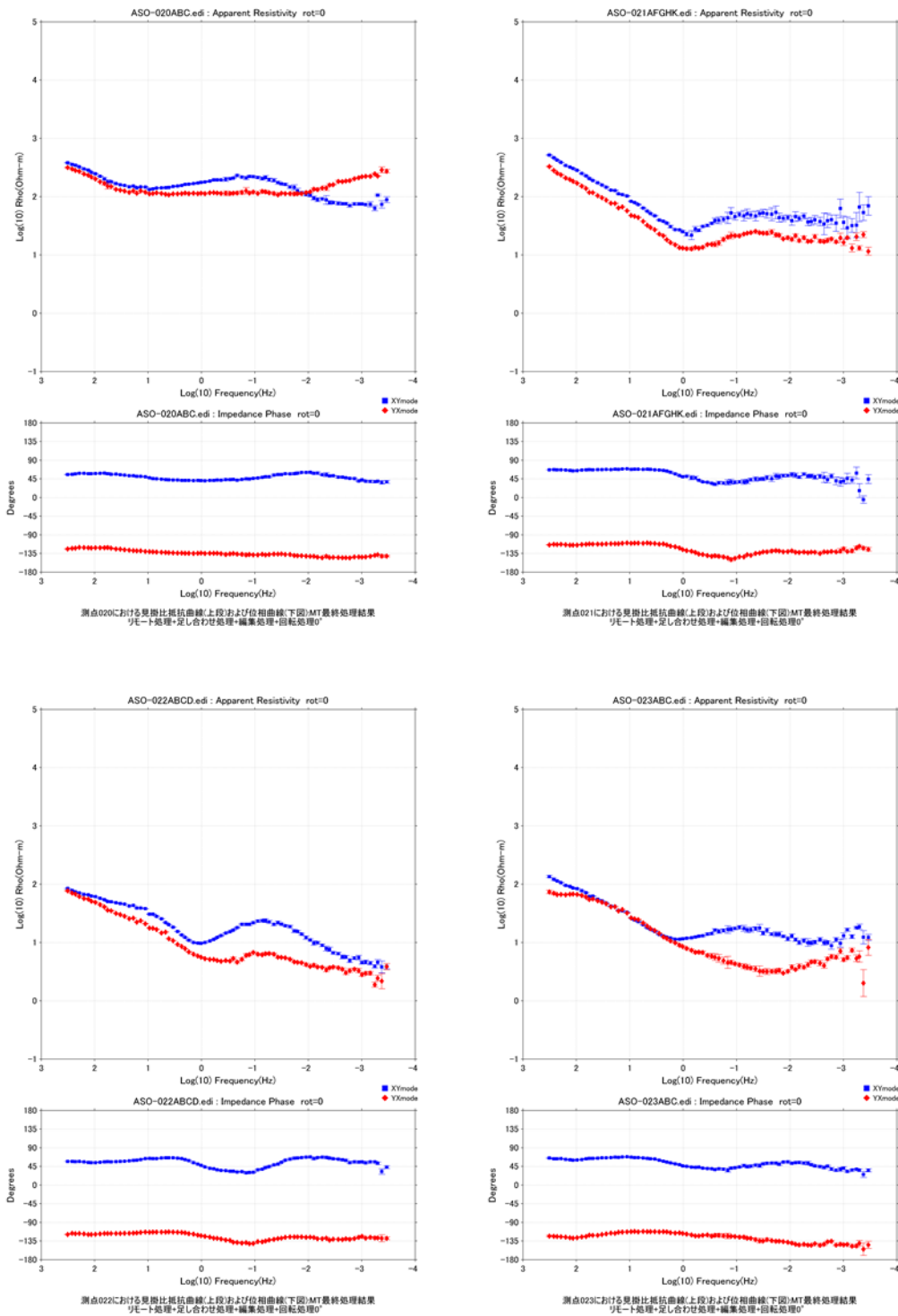


図 3. 2. 1-6f 測点 020, 021, 022, 023 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段)。  
 青が XY モードを、赤が YX モードである。

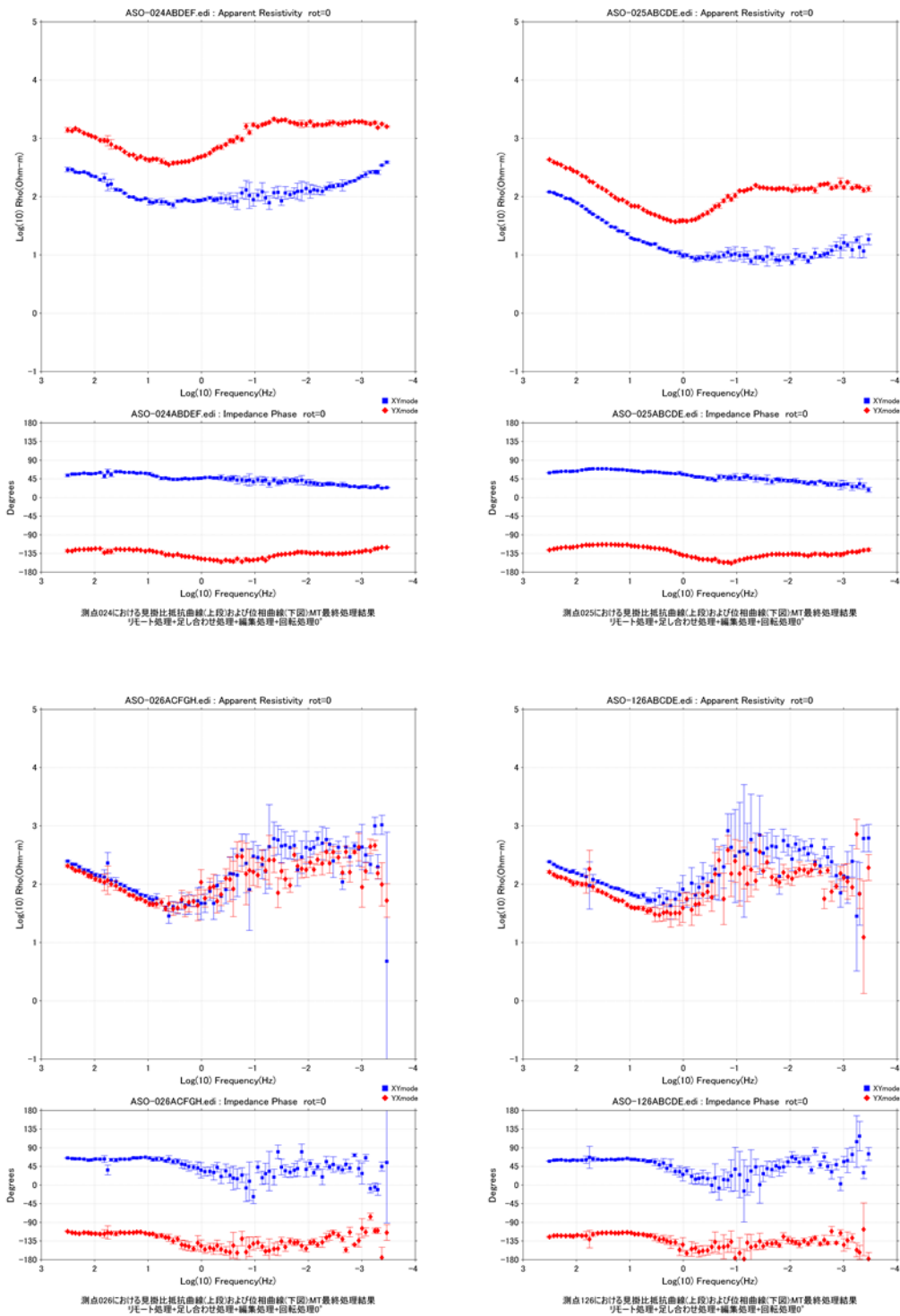


図 3. 2. 1-6g 測点 024, 025, 026, 126 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段). 青が XY モードを. 赤が YX モードである.

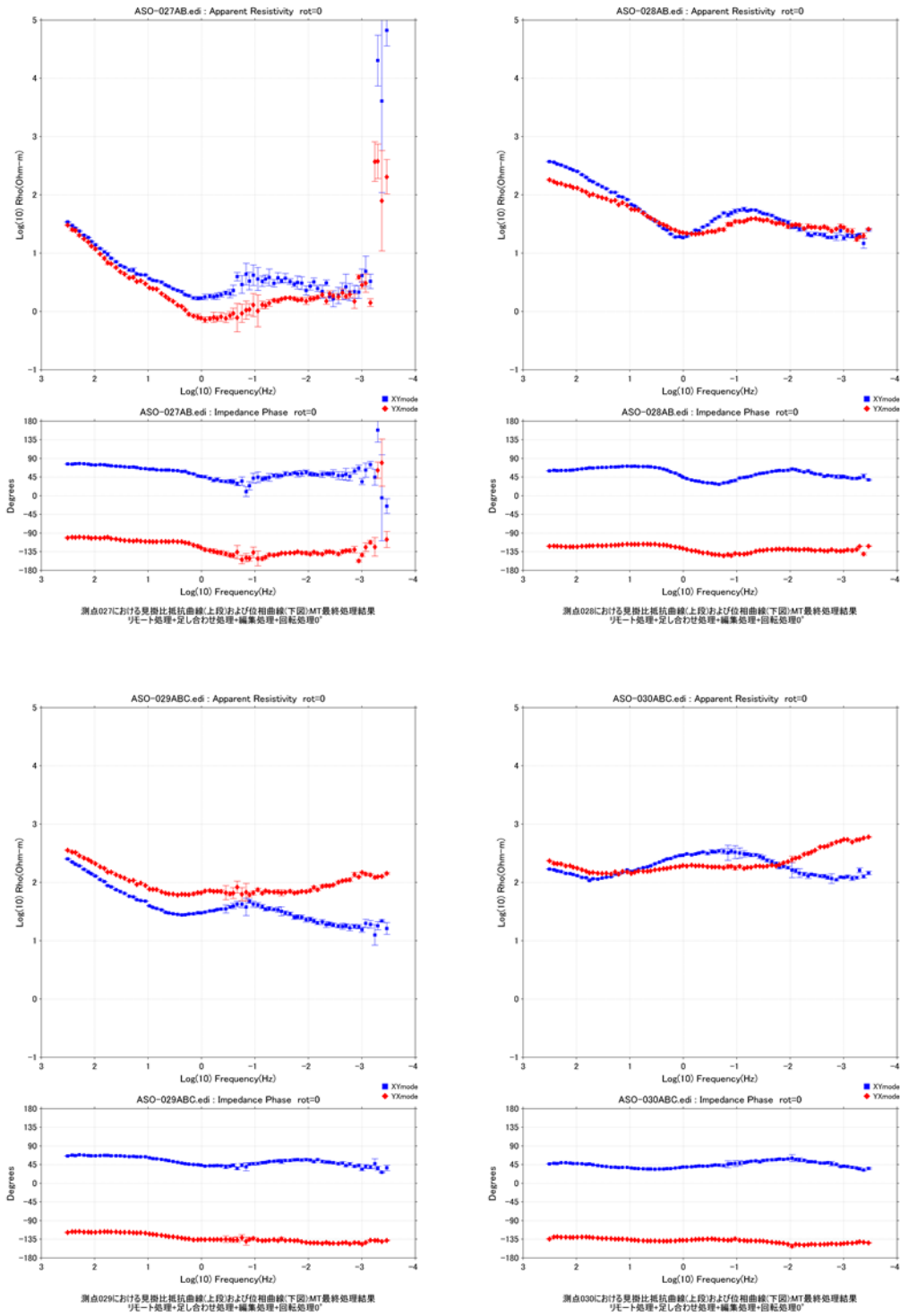


図 3. 2. 1-6h 測点 027, 028, 029, 030 における見掛け抵抗 (上段) と位相 (下段).  
 青が XY モードを, 赤が YX モードである.

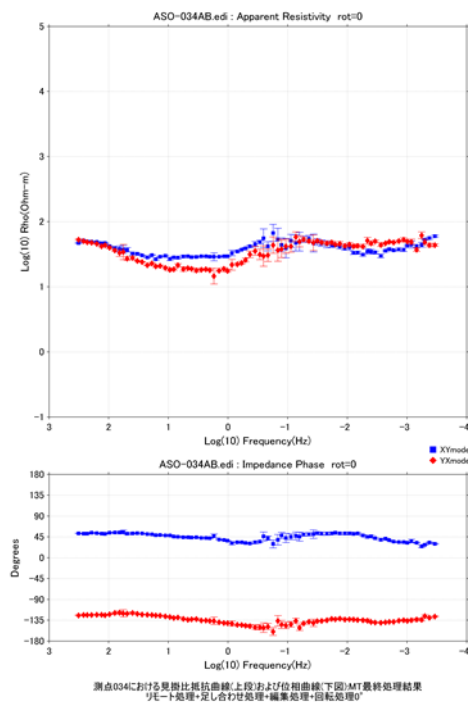
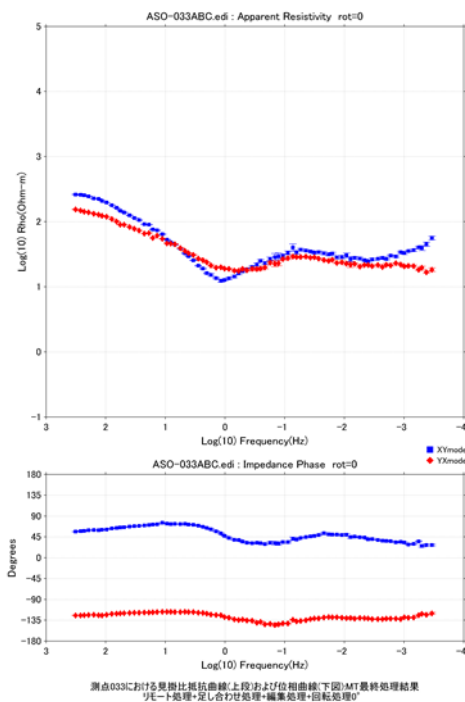
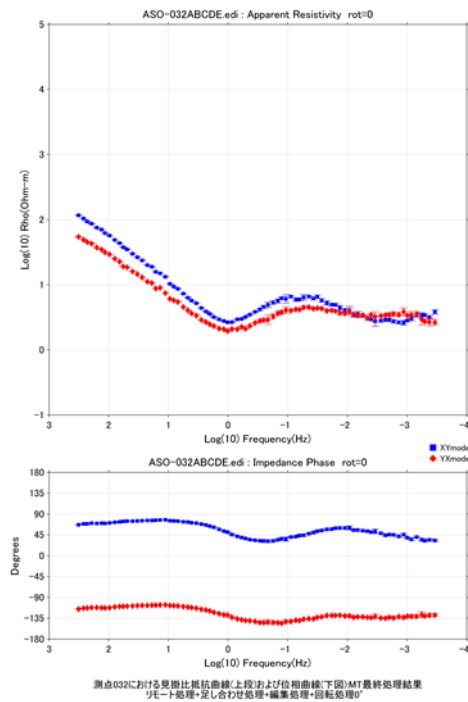
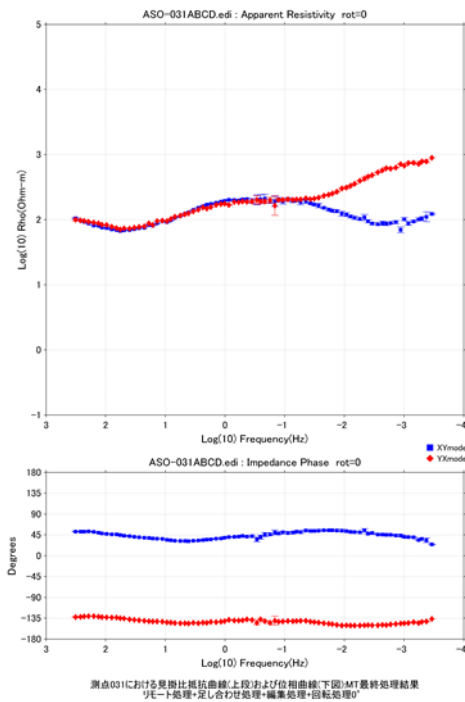


図 3.2.1-6i 測点 031, 032, 033, 034 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段).  
 青が XY モードを. 赤が YX モードである.

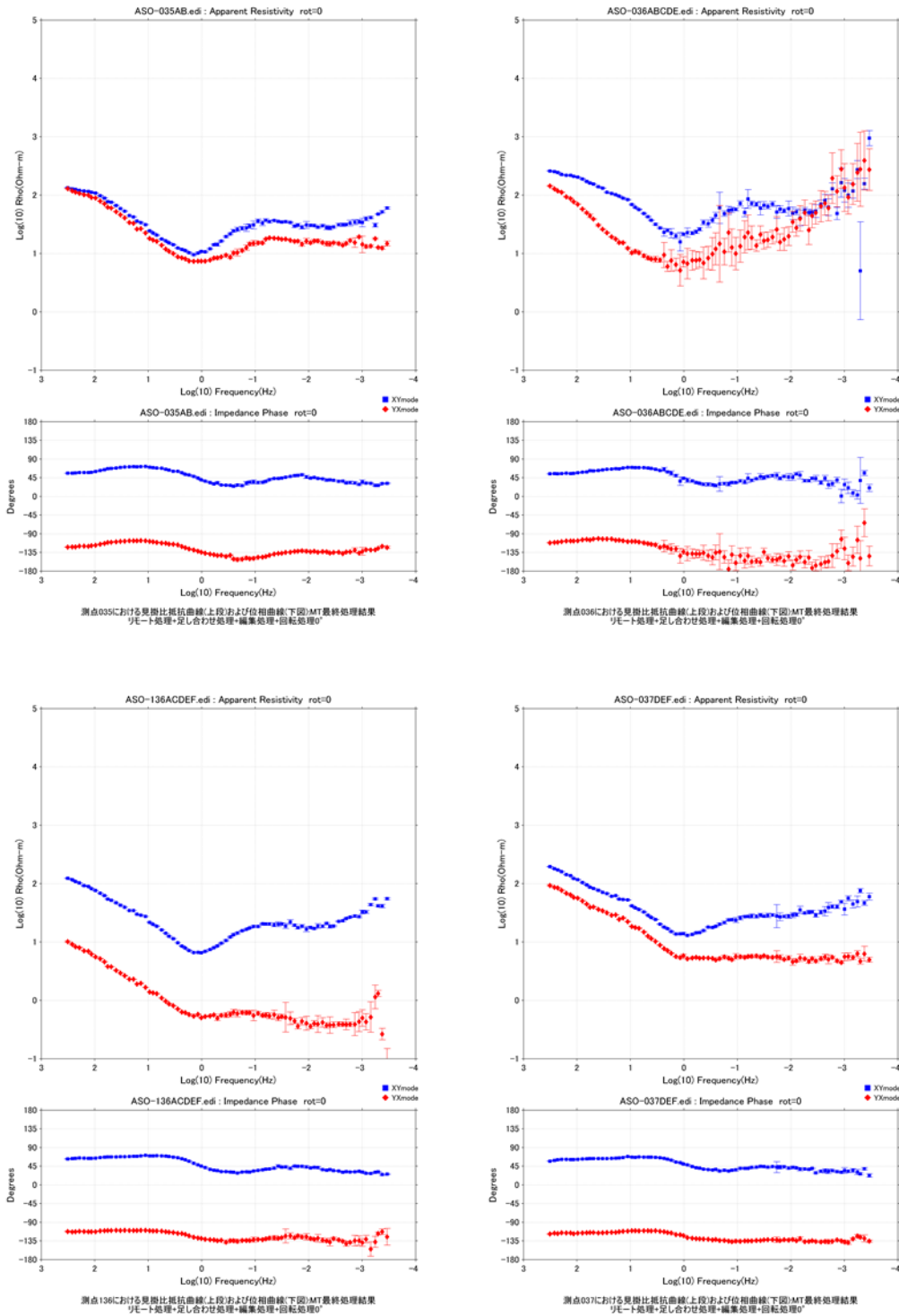


図 3.2.1-6j 測点 035, 036, 136, 037 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段)。青が XY モードを、赤が YX モードである。

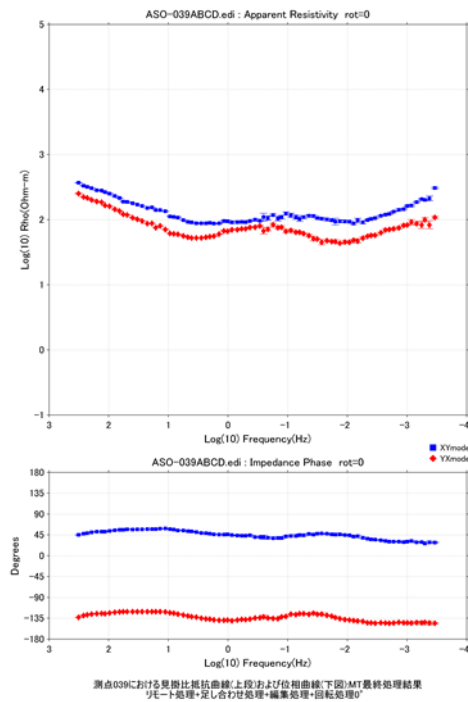
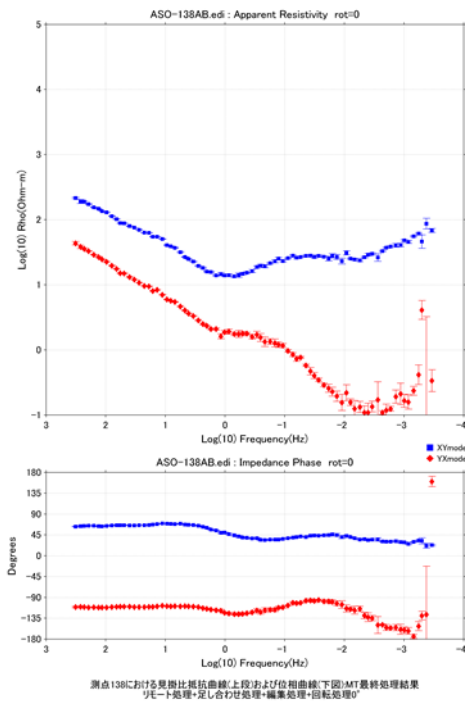
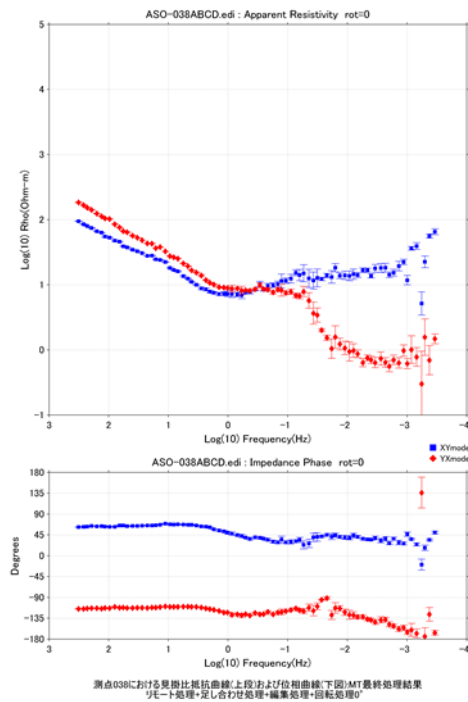
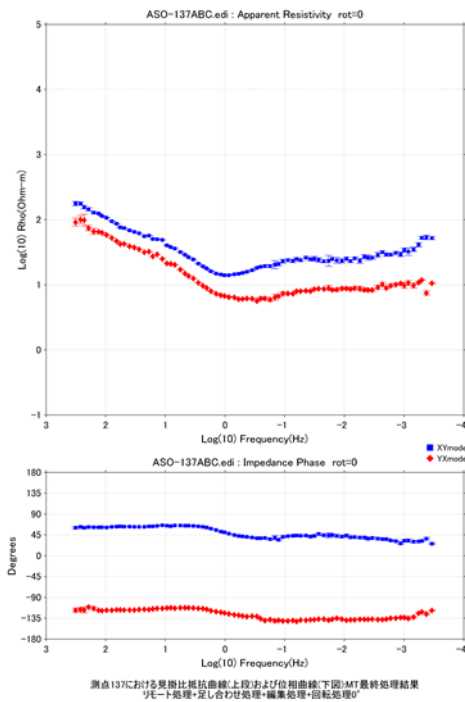


図 3.2.1-6k 測点 137, 038, 138, 039 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段). 青が XY モードを. 赤が YX モードである.

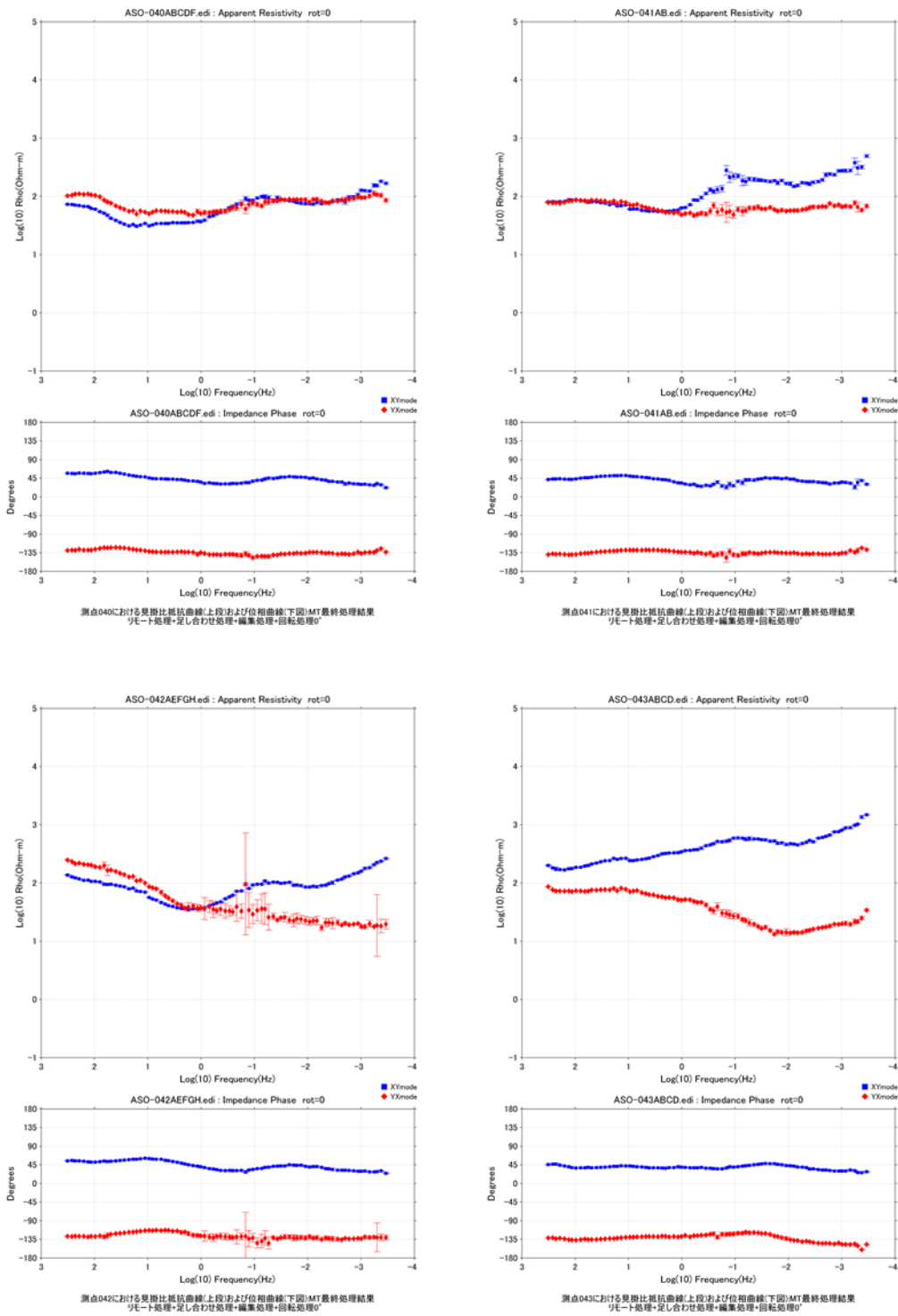


図 3.2.1-61 測点 040, 041, 042, 043 における見掛け比抵抗 (上段) と位相 (下段). 青が XY モードを. 赤が YX モードである.

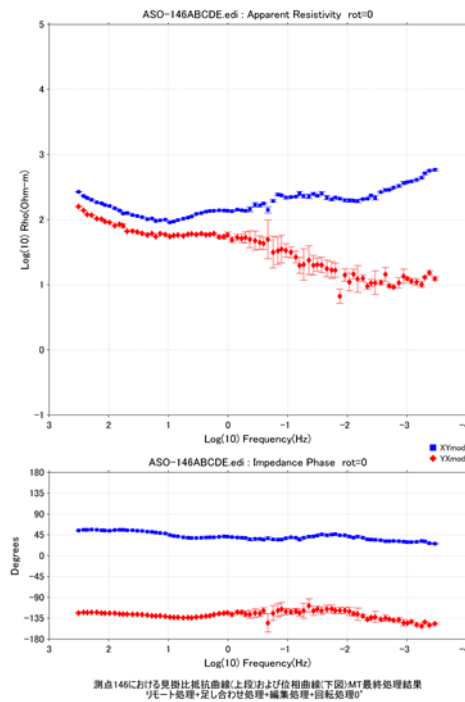
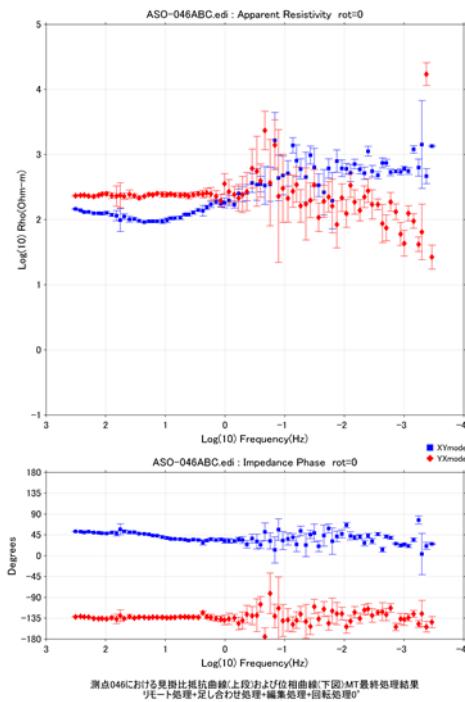
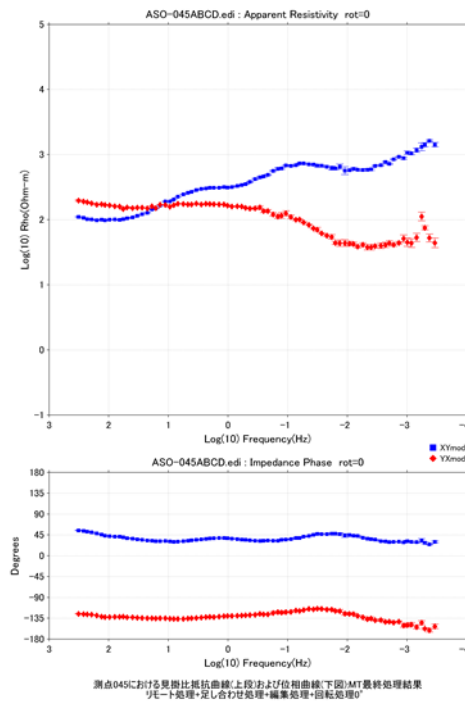
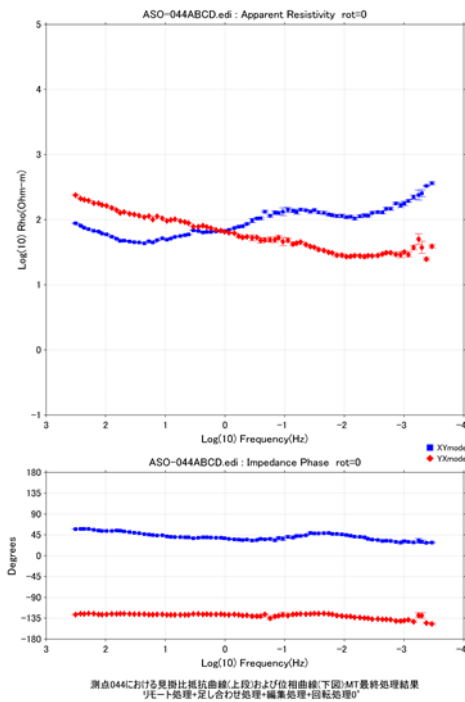


図 3.2. 1-6m 測点 044, 045, 046, 146 おける見掛比抵抗 (上段) と位相 (下段).  
 青が XY モードを. 赤が YX モードである.



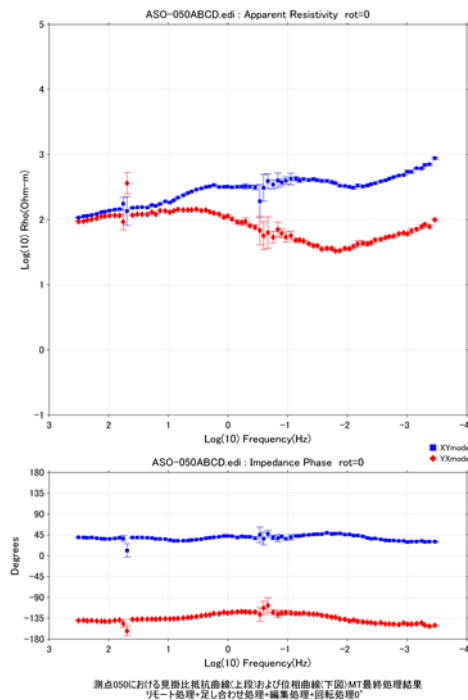
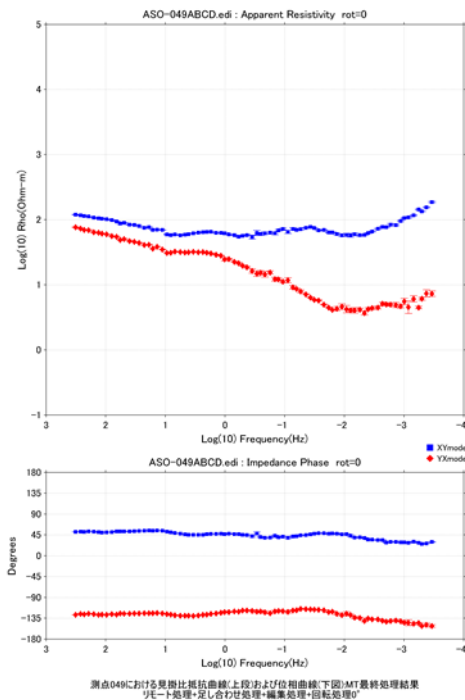
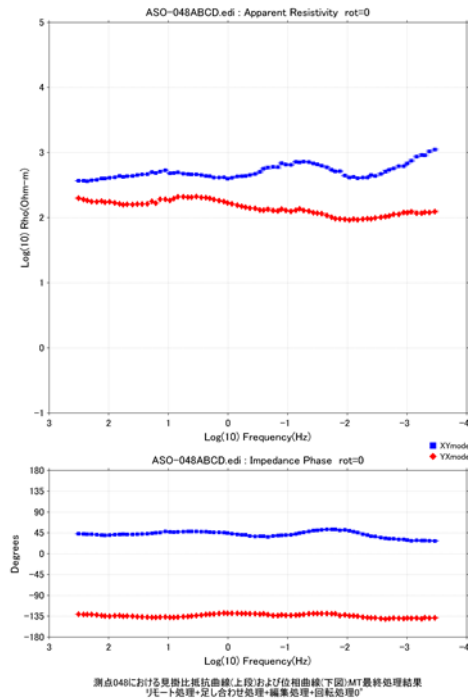
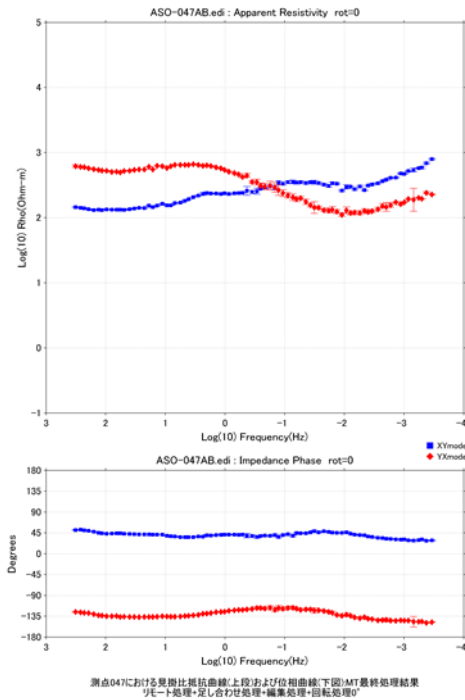


図 3. 2. 1-6n 測点 047, 048, 049, 050 における見掛け抵抗 (上段) と位相 (下段).  
 青が XY モードを. 赤が YX モードである.

### 3.2.1.7 平面分布図

#### 3.2.1.7.1 見掛比抵抗, 位相, インダクションベクトル

比抵抗構造の傾向を把握するために、インバリアントモードでの見掛比抵抗と位相の平面分布図を作成し、それにインダクションベクトルを重ね合わせたものを、代表的な12周波数について表示した(図3.2.1-7a~d)。なお、インバリアントモードではインピーダンスを次式で定義する。

$$Z_d = \sqrt{Z_{xx}Z_{xy} - Z_{yx}Z_{yy}}$$

高周波数から順に見ていくと、300~3Hzでは、中央火口丘の測点においてインダクションベクトルが現在活動している山頂火口に収斂している。30Hzからは垂玉・地獄温泉や吉岡噴気などの地表に地熱兆候がある地点へもその周辺の点が収斂していることがわかる。

見掛比抵抗を見ると10Hzから地熱兆候を示す地域が10Ω・m程度へ低下していることがわかる。見掛比抵抗には、30Hzぐらいからカルデラを特徴づけるような数十Ω・m以下の低比抵抗のコントラストが現れている。ところが位相のコントラスト(45度より大きい値を示す領域)は、より狭い範囲に現れており、西部を除けば中央火口丘に限られるようである。

1Hz以下に着目すると、見掛比抵抗平面図には、数十Ω・m程度のカルデラ規模の広がりを持つ低比抵抗と、10Ω・m以下を示す中央火口丘の低比抵抗が、0.001Hzまで継続して見られる。しかし、位相は一転して、それまで中央火口丘あたりに見られた45度より大きい値を示す領域が消失している。このことは、中央火口丘付近では、地表付近から深部に向かい比抵抗は低下するが、ある深度で比抵抗の低下はなくなることを示している。その先は、位相が45度より小さくなる領域が、0.3~0.1Hzの範囲でカルデラ西方に、0.003~0.001Hzの範囲ではカルデラ南方から東方に見られる。それに対応しているような高比抵抗領域が見掛比抵抗にも現れているようである。

インダクションベクトルは、1Hzあたりからベクトルが大きくなる。それまで見られていた山頂火口への収斂は1Hz以降で見られなくなる。代わりに、草千里の西へ収斂先は移動し、周波数が小さくなるほどより北から北西へ移動しているようである。0.03Hzからはベクトルの大きさはいったん小さくなるが、0.003Hzから再び大きくなる。そしてその方向は一様に南西方向を向く。このようなインダクションベクトルの低周波数での傾向は、九州中部に現れる特徴であることが知られている(Handa et al.,1992)。

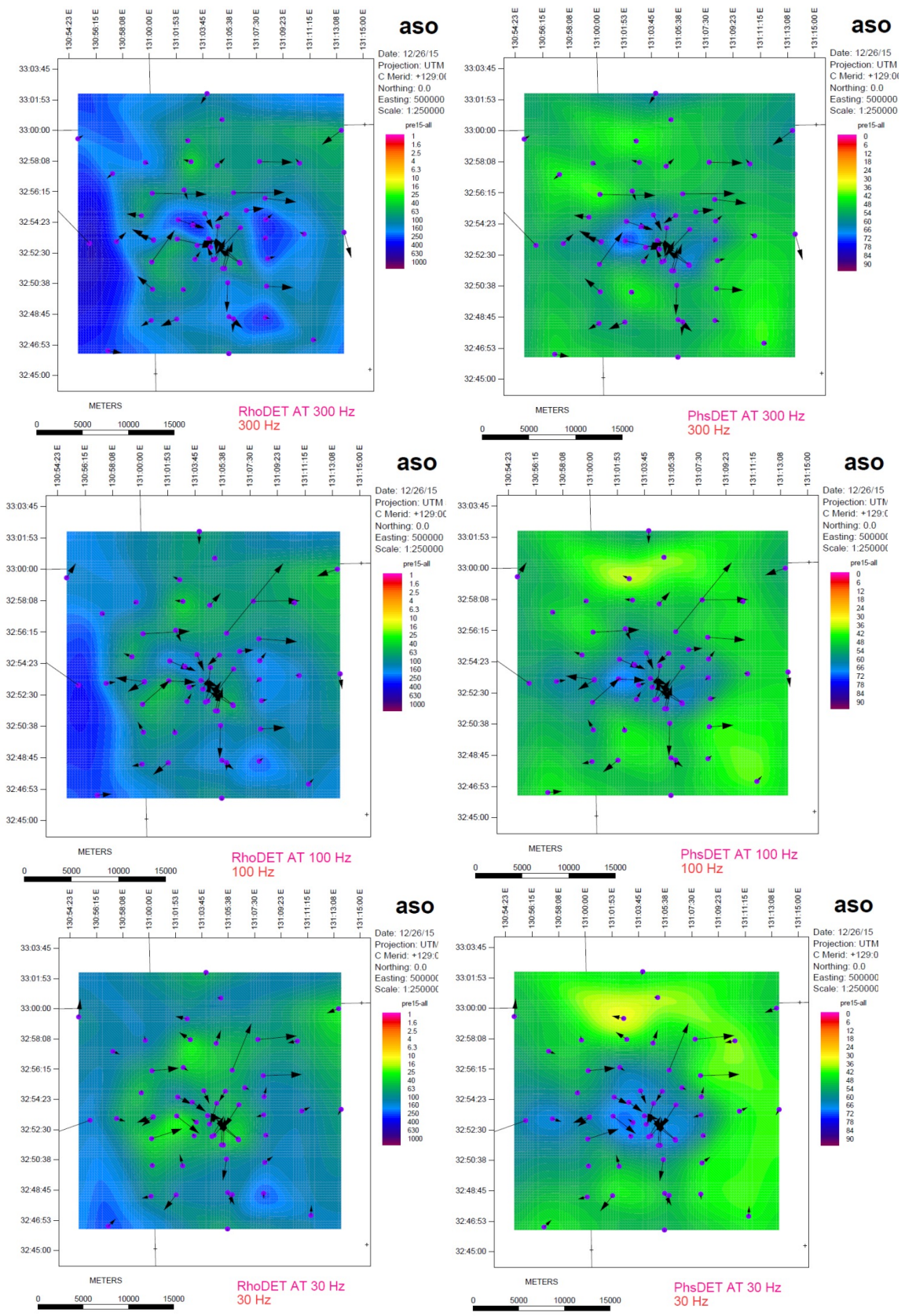


図 3. 2. 1-7a 周波数 300Hz, 100Hz, 30Hz における見掛比抵抗 (左側) と位相 (右側) の平面分布図。矢印はインダクションベクトルを示す。

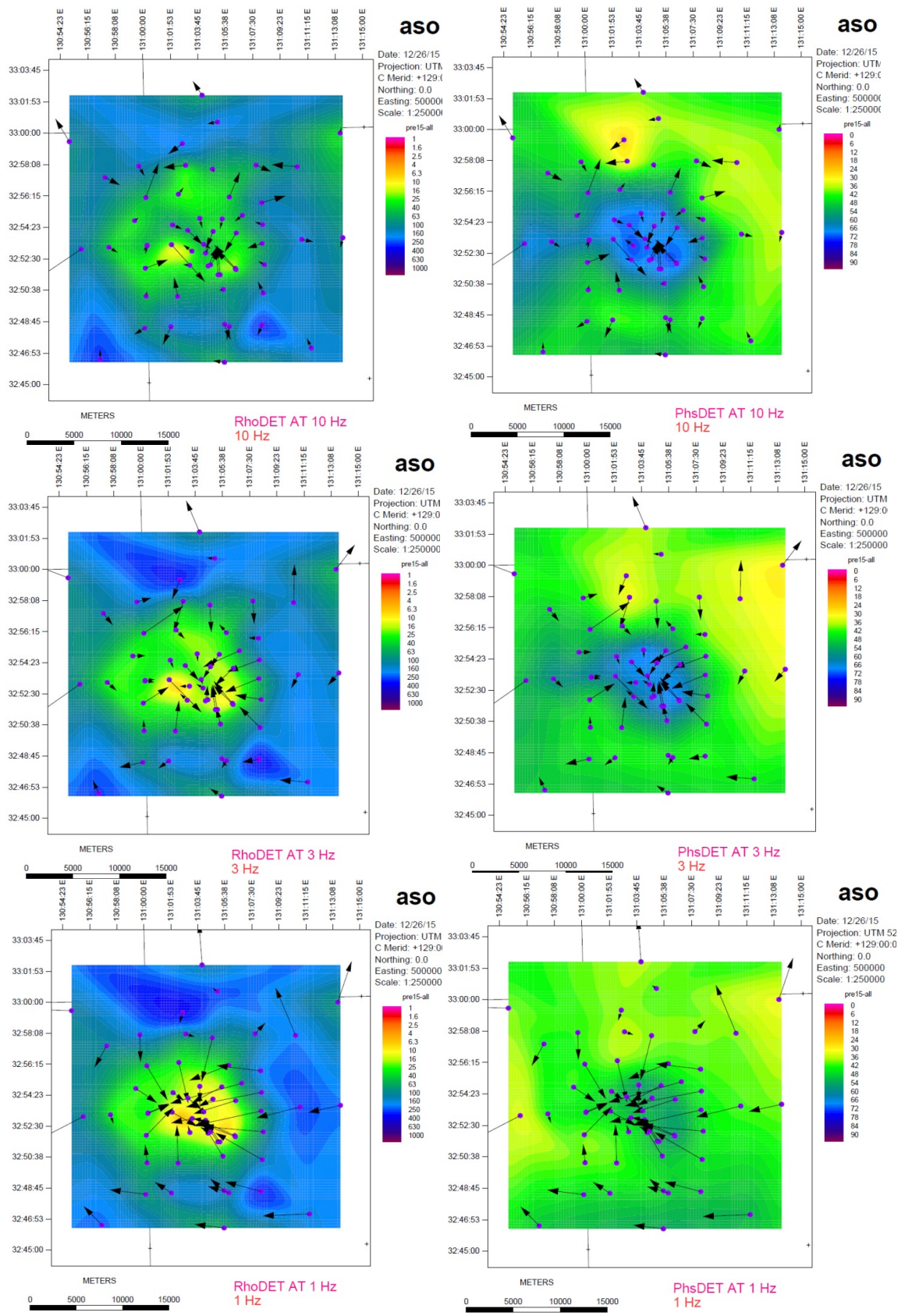


図 3. 2. 1-7 b 周波数 10Hz, 3Hz, 1Hz における見掛比抵抗（左側）と位相（右側）の平面分布図。矢印はインダクションベクトルを示す。

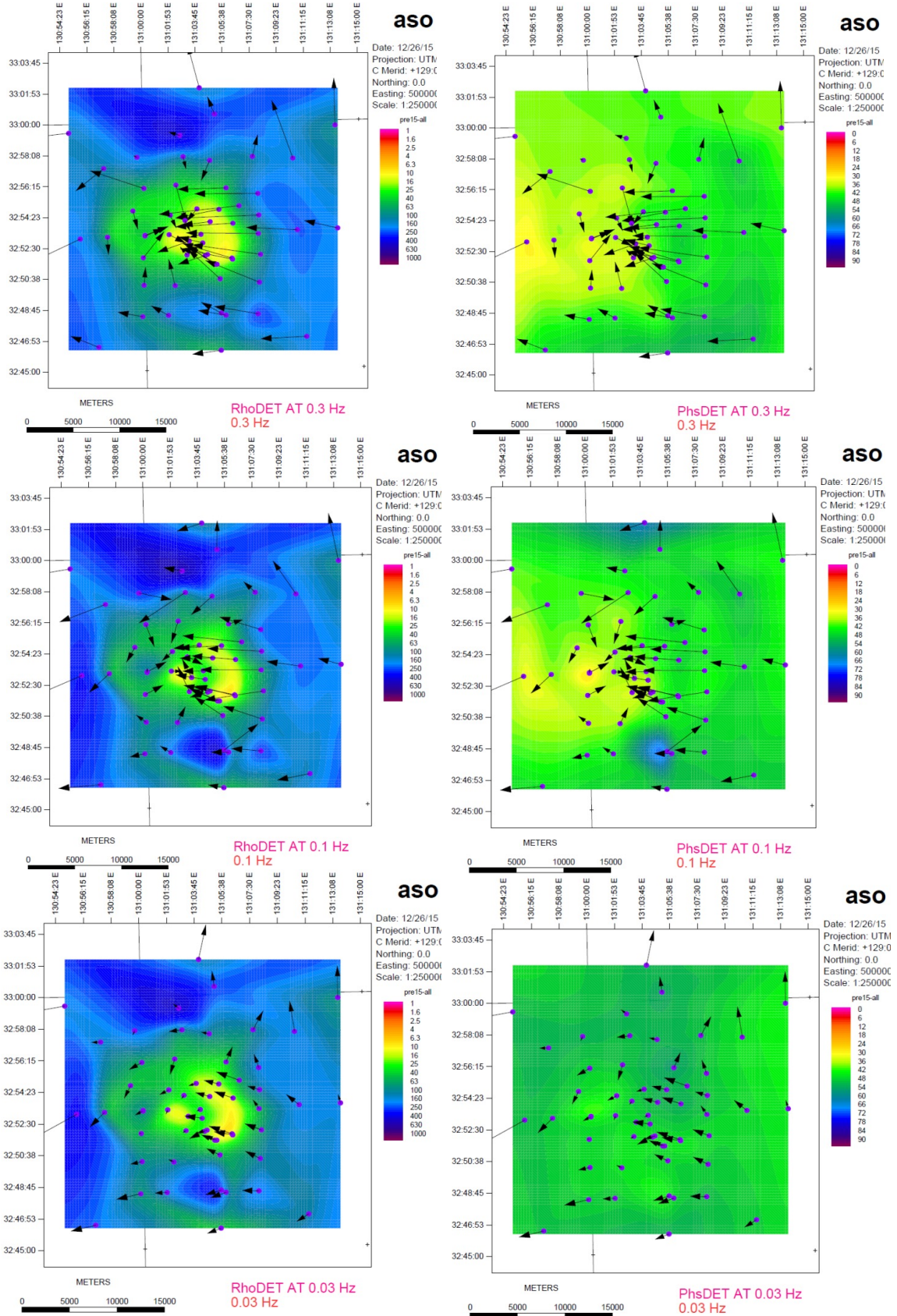


図 3. 2. 1-7 c 周波数 0.3Hz, 0.1Hz, 0.03Hz における見掛比抵抗（左側）と位相（右側）の平面分布図. 矢印はインダクションベクトルを示す.

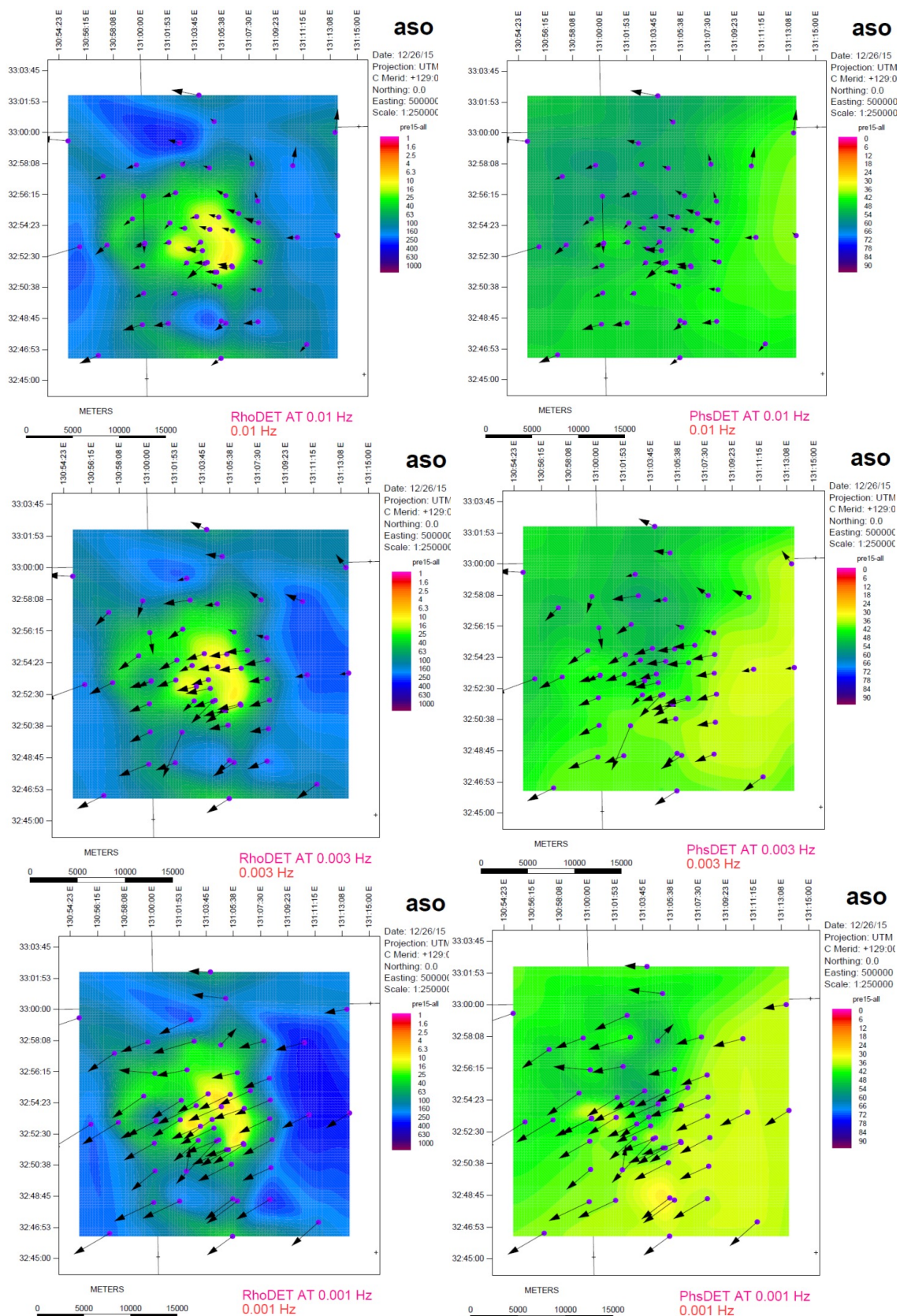


図 3. 2. 1-7 d 周波数 0.1Hz, 0.003Hz, 0.001Hz における見掛け抵抗 (左側) と位相 (右側) の平面分布図. 矢印はインダクションベクトルを示す.

### 3.2.1.7.2 Phase Tensor

3.2.1.5 節で述べたデータ処理，およびリモートリファレンス処理を行って得られた MT インピーダンス  $\mathbf{Z}$ （または， $Z_{ij}$ ． $i$ と $j$ は， $x$ もしくは $y$ に対応する．）を用いて，Phase Tensor (Caldwell et al., 2004) 解析を実施した．Phase Tensor 解析は，2 次元的（面的）に配置された観測点データが示す地下構造の性状を大局的に把握するのに最適な方法のひとつと考えられる．Phase Tensor 解析では，複素数で表現される MT インピーダンス  $\mathbf{Z} = \mathbf{X} + i\mathbf{Y}$  の実部  $\mathbf{X}$  と虚部  $\mathbf{Y}$  を用いて， $\Phi = \mathbf{X}^{-1}\mathbf{Y}$  を Phase Tensor と定義する．以下に，Phase Tensor 解析から解釈される地下構造を，Phase Tensor 解析の簡単な説明とともに示す．

まず，観測によって得られる電場  $\mathbf{E}$  には，得たい規模の構造によって生じる電場  $\mathbf{E}_R$  に対して，スタティックシフトの原因にもなる地表付近の小規模な不均質構造の影響 (Galvanic Distortion) によって生じた電場  $\mathbf{E}_S$  が含まれてしまう．そのため，観測によって得られる電場は， $\mathbf{E} = \mathbf{E}_R + \mathbf{E}_S$  と考えられる．一方で， $\mathbf{E}_S$  と  $\mathbf{E}_R$  の間には実数で表現される Distortion テンソル  $\mathbf{D}$  による線形近似が成り立つと考えられるので (Groom and Bahr, 1992; Chave & Smith, 1994)， $\mathbf{E} = \mathbf{E}_R + \mathbf{E}_S = \mathbf{D}\mathbf{E}_R$  が成り立つ．このような Distortion の影響を含んで観測された電場によって表現される MT インピーダンスは， $\mathbf{Z} = \mathbf{D}\mathbf{Z}_R$  となり，また， $\mathbf{X} = \mathbf{D}\mathbf{X}_R$  と  $\mathbf{Y} = \mathbf{D}\mathbf{Y}_R$  となる．さらに， $\Phi = \mathbf{X}^{-1}\mathbf{Y}$  で定義される Phase Tensor からは， $\Phi = \mathbf{X}^{-1}\mathbf{Y} = (\mathbf{D}\mathbf{X}_R)^{-1}(\mathbf{D}\mathbf{Y}_R) = \mathbf{X}_R^{-1}\mathbf{D}^{-1}\mathbf{D}\mathbf{Y}_R = \mathbf{X}_R^{-1}\mathbf{Y}_R = \Phi_R$  が導かれる．これは，Phase Tensor を使用すれば，観測値で表現される  $\Phi$  と得たい規模の構造を表現する  $\Phi_R$  は一致するので，Galvanic Distortion の影響のない正しい地下の構造情報を取り出すことが可能となることを示している．

このように Phase Tensor は，Distortion-free なテンソルであり，デカルト座標系では，次のような行列で表現することができる．

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Phi_{11} & \Phi_{12} \\ \Phi_{21} & \Phi_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\det(\mathbf{X})} \begin{bmatrix} X_{22}Y_{11} - X_{12}Y_{21} & X_{22}Y_{12} - X_{12}Y_{22} \\ X_{11}Y_{21} - X_{21}Y_{11} & X_{11}Y_{22} - X_{21}Y_{12} \end{bmatrix}$$

$$\det(\mathbf{X}) = X_{11}X_{22} - X_{21}X_{12}$$

さらに，回転行列を用いると，上式は，次式で表現できるようになる．

$$\Phi = \mathbf{R}^T(\alpha - \beta) \begin{bmatrix} \Phi_{\max} & 0 \\ 0 & \Phi_{\min} \end{bmatrix} \mathbf{R}(\alpha + \beta)$$

$\mathbf{R}^T$  : 回転行列  $\mathbf{R}(\alpha + \beta)$  の転置行列

ここで， $\alpha$  以外の  $\Phi_{\max}$ ， $\Phi_{\min}$ ， $\beta$  は，座標系によらない回転不変量であり，これらは，以下の式で表現される．

$$\Phi_{\max} = \left( \left( \frac{tr(\Phi)}{2} \right)^2 + \left( \frac{sk(\Phi)}{2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} + \left( \left( \frac{tr(\Phi)}{2} \right)^2 + \left( \frac{sk(\Phi)}{2} \right)^2 - [\det(\Phi)]^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\Phi_{\min} = \left( \left( \frac{tr(\Phi)}{2} \right)^2 + \left( \frac{sk(\Phi)}{2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} - \left( \left( \frac{tr(\Phi)}{2} \right)^2 + \left( \frac{sk(\Phi)}{2} \right)^2 - [\det(\Phi)]^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$tr(\Phi) = \Phi_{11} + \Phi_{22}$$

$$sk(\Phi) = \Phi_{12} - \Phi_{21}$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{\Phi_{12} + \Phi_{21}}{\Phi_{11} - \Phi_{22}} \right)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{\Phi_{12} - \Phi_{21}}{\Phi_{11} + \Phi_{22}} \right)$$

また、テンソル成分の最大値  $\Phi_{\max}$  と最小値  $\Phi_{\min}$  は、楕円表現における長軸と短軸の長さを表し、 $\alpha - \beta$  は、Phase Tensor 楕円の長軸方向を表す。さらに、 $\beta$  は、Phase Tensor 解析における Skew angle となる。よって、地下構造が 1 次元の場合は、 $\Phi_{\max} = \Phi_{\min}$  かつ  $\beta = 0$  となり、Phase Tensor は、円で表現されることになる。そして、地下構造が 2 次元の場合は、 $\Phi_{\max} \neq \Phi_{\min}$  かつ  $\beta = 0$  となり、Phase Tensor は、楕円で表現されることになる。この時、楕円の長軸方向は、地下構造の走向軸の方向を表す。最後に、地下構造が 3 次元である場合は、 $\Phi_{\max} \neq \Phi_{\min}$  かつ  $\beta \neq 0$  となり、Phase Tensor は、楕円が歪んだ瓢箪のような形で表現されることになる。このように、Phase Tensor 楕円は、地下構造の走向軸の方向、および、3 次元性の指標として使える。図 3.2.1-8 には、代表的な 7 つの周波数について、地形図上の観測点位置に合わせて、それぞれの Phase Tensor 楕円を示す。

まず、ほぼ全ての観測点の Phase Tensor が、いずれの周波数においても楕円から瓢箪の形状を示しており、阿蘇カルデラの内外ともに構造が 2 次元から 3 次元的存在であることを示唆している。浅部の構造を表す高周波数側(79 Hz と 2.34 Hz)の Phase Tensor は、中央火口丘の直下に低比抵抗(高伝導度)の領域が存在することを示し、その下の構造を表す周波数帯(0.18 Hz)の Phase Tensor は、高比抵抗層の存在を示している。また、周波数 0.18 Hz の Phase Tensor 分布は、火口丘の南西領域が特に高比抵抗であり、地形勾配のないカルデラ内において楕円の長軸方向が北側と南側で変化することから、地下での構造境界の存在を示している。さらに深部に向かって Phase Tensor 楕円が示す構造を見ていくと、0.0055 Hz - 0.0023 Hz の周波数帯域の Phase Tensor 分布は、カルデラ内外の北西領域に低比抵抗体が存在することを示している。さらに、この領域内においては、Phase Tensor 楕円の形状が、顕著な瓢箪型になっていることから、3 次元性の強い領域であることが示唆される。



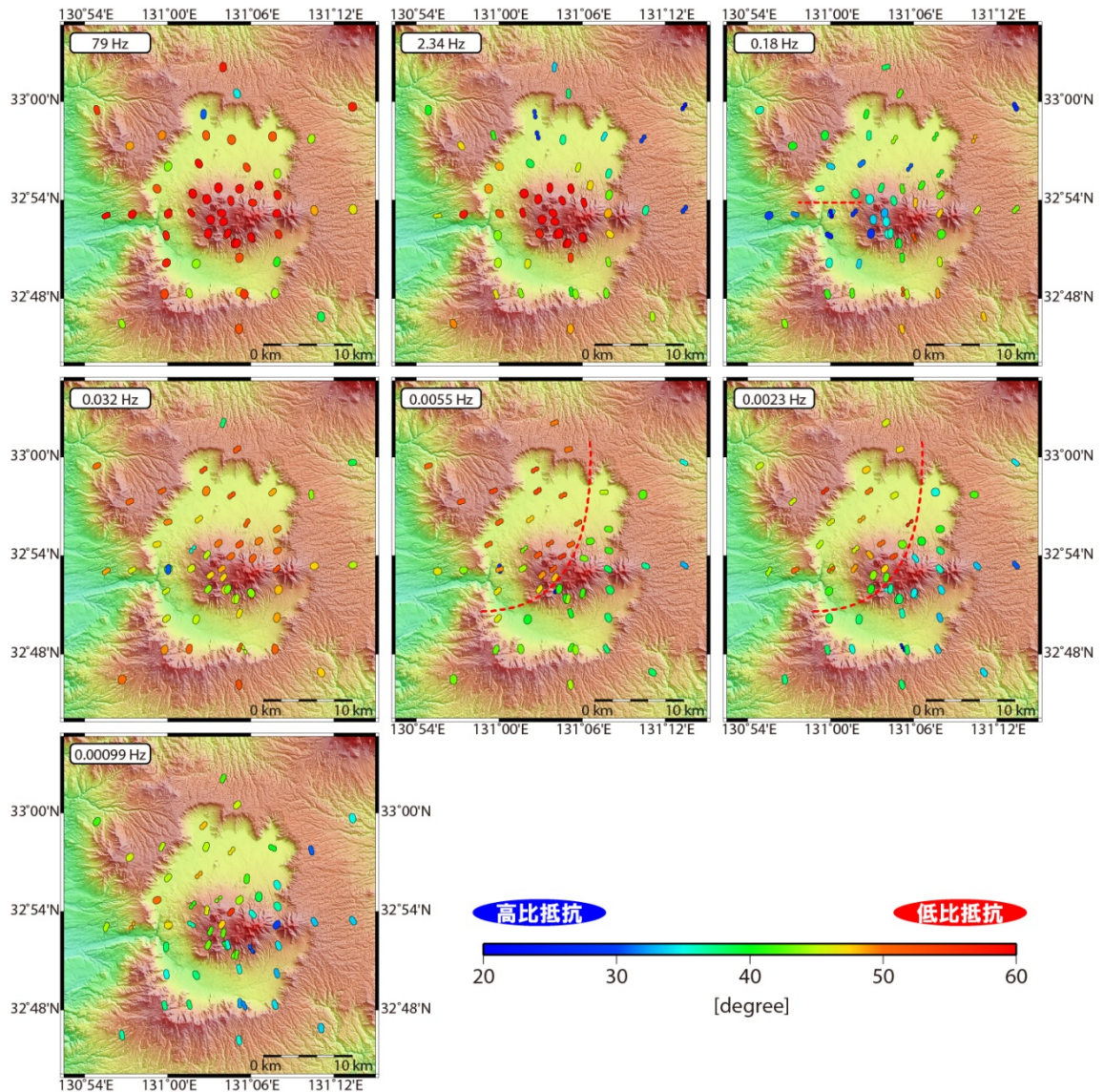


図 3.2.1-8 代表的な周波数による Phase Tensor 楕円の分布図。楕円の大きさは、 $\Phi_{\max}$  で規格化。楕円の色は、 を表す。赤点線は、Phase Tensor 楕円の分布から推測される構造境界を示す。

### 3.2.1.8 構造指標

ここでは 2 次元比抵抗構造を求める前段の処理として、地質構造の 2 次元性の有無とその構造方向を把握するためにインピーダンス・ストライクの主軸の分布を求めた (図 3.2.1-9)。いずれの周波数においても、主に南北から北東-南西方向を示す傾向である。インピーダンス・ストライクのローズダイアグラムを図 3.2.1-10 に示す。(a)は全周波数の 80 周波数から導いた結果、(b)~(f)は、高周波数から 16 周波数毎に 5 つに分類した図である。インピーダンス・ストライクは、その直交方向と共役であるため、測定値に 90 度、180 度、270

度加算したものについても、ローズダイアグラムに表示した。図より、(a) の全周波数では、 $N60^{\circ} E$  および  $N30^{\circ} W$  方向が卓越、(b) の  $320\sim 22.5\text{Hz}$  では、 $N60^{\circ} E$  および  $N30^{\circ} W$  方向が卓越、(c) の  $18.8\sim 1.41\text{Hz}$  は、(a)(b)と同様な方向が卓越、(d) の  $1.17\sim 0.088\text{Hz}$  は、 $N70^{\circ} E$  方向および  $N20^{\circ} W$  方向が卓越、(e)の  $0.073\sim 0.0055\text{Hz}$  は、 $N55^{\circ} \sim 75^{\circ} E$  方向および  $N15^{\circ} \sim 35^{\circ} W$  方向が卓越、(f) の  $0.0046\sim 0.00034\text{Hz}$  は、 $N70^{\circ} E$  方向および  $N20^{\circ} W$  方向が卓越する傾向であることが判る。以上の結果を踏まえて、2次元比抵抗構造を解析する測線の方向として、直交する  $N60^{\circ} E$  と  $N30^{\circ} W$  の2つを選んだ。以降、前者をEW測線と後者をNS測線と呼ぶ。

阿蘇カルデラ周辺は中央構造線の延長部と考えられる大分ー熊本構造線や臼杵ー八代構造線が東北東ー西南西方向の走向をもっている。ただし阿蘇カルデラ内ではそれらの構造線ははっきりしていない。一方、カルデラ北西部には西北西ー東南東方向の多数のリニアメントが認められ鞍岳断層帯と呼ばれている。その延長部には米塚・杵島岳・往生岳・中岳の新期中央火口丘群が連なり、この方向に沿った岩脈群が推定されている (NEDO, 1991b)。一方、湯の谷・垂玉地区の噴気帯から中岳に至る東北東ー西南西の方向は重力の背斜状構造がみられ、より古い、旧期中央火口丘群を特徴づける岩脈群が推定されている (NEDO, 1991b)。

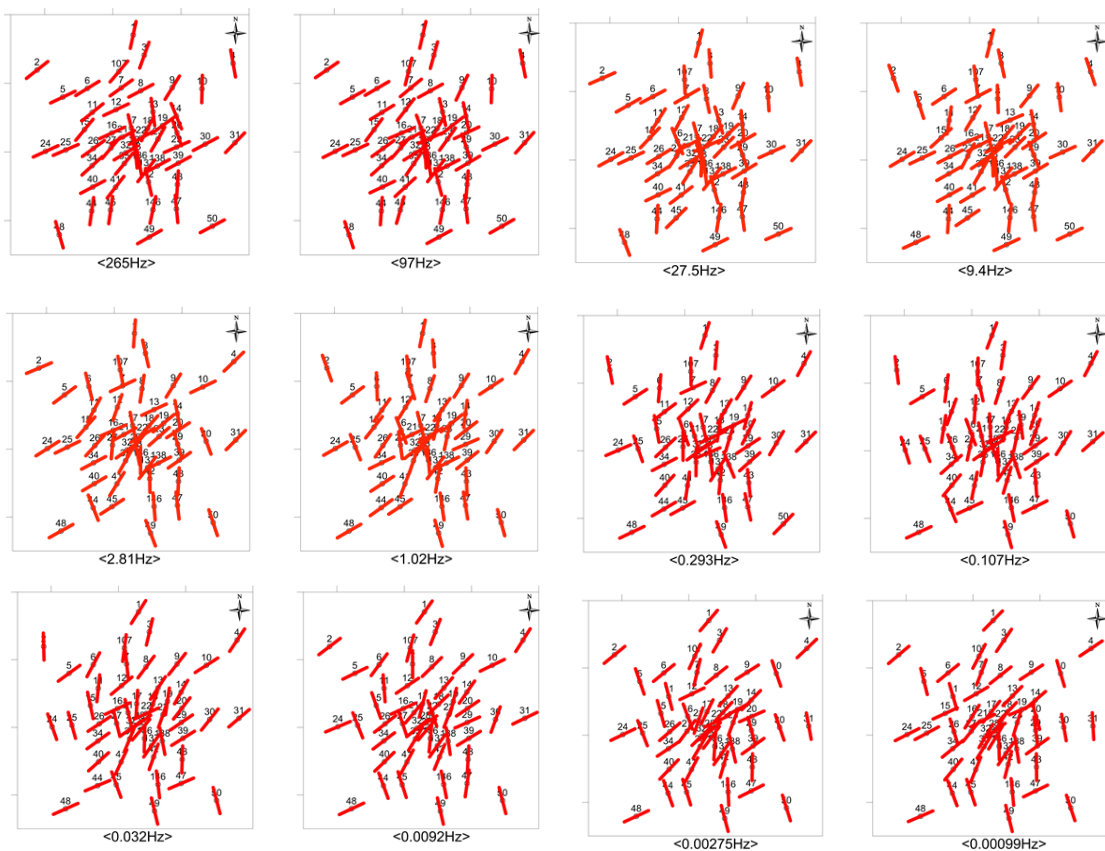


図 3.2.1-9 インピーダンス・ストライクの平面分布

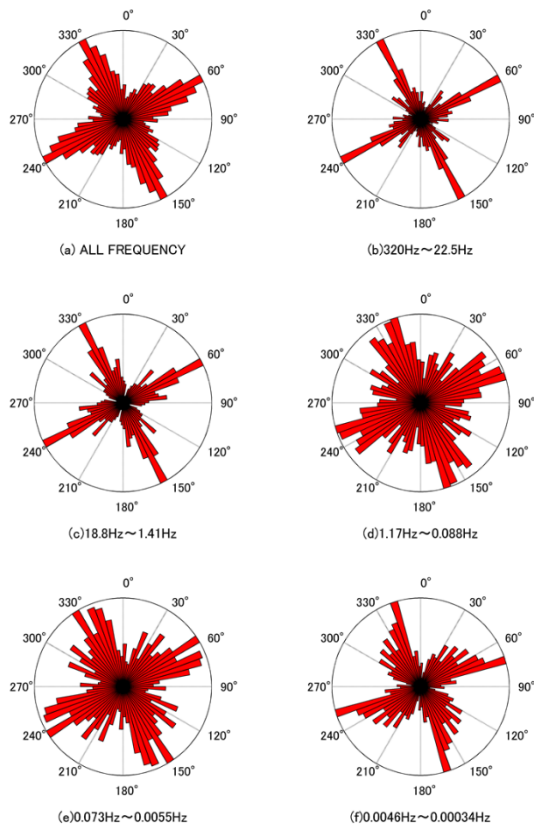


図 3.2.1-10 インピーダンス・ストライクのローズダイアグラム

### 3.2.1.9 2次元比抵抗構造解析

2次元解析を実施する測線を図 3.2.1-11 に示す. 以降の解析に使用するデータは, 3.2.1.6 節の最終結果のデータから, 該当する測点において, それぞれ EW 測線では N30° W に x 向を, NS 測線では N60° E に x 方向を回転させた結果を用いた. 以下ではそれぞれの方向に回転させたときの xy モードを TE モード, yx モードを TM モードと呼ぶ.

図 3.2.1-12 に EW 測線と NS 測線の見掛比抵抗および位相の擬似断面図を示す. 擬似断面図では, 横軸に測線上の測点の位置, 縦軸に周波数を取り, 見掛比抵抗と位相の値をコンター表示したものである. 傾向としては高周波数が浅部を, 低周波数が深部を表す. 擬似断面では, 見掛比抵抗と位相の分布から, 測線での地下構造の定性的な解釈とデータ品質のチェックが行える. 各断面においては, 上から TE モード (Ex-Hy) の見掛比抵抗擬似断面図, TM モード (Ey-Hx) の見掛比抵抗擬似断面図, TE モードの位相擬似断面図, TM モードの位相擬似断面図を示す. なお, TM モードの位相擬似断面図においては, 実際の位相の値に +180 度を加算した. 縦軸は周波数 (対数表示) を示し, 横軸は測点位置を示す.

●EW測線(14点):測線長約35km;測線角度N60°E;最小測点間隔1km  
 測点48,44,40,34,35,32,33,22,23,19,20,14,10,4

●NS測線(12点):測線長約29km;測線角度N30°W;最小測点間隔0.9km  
 測点2,6,11,16,21,32,33,136,137,42,47,49

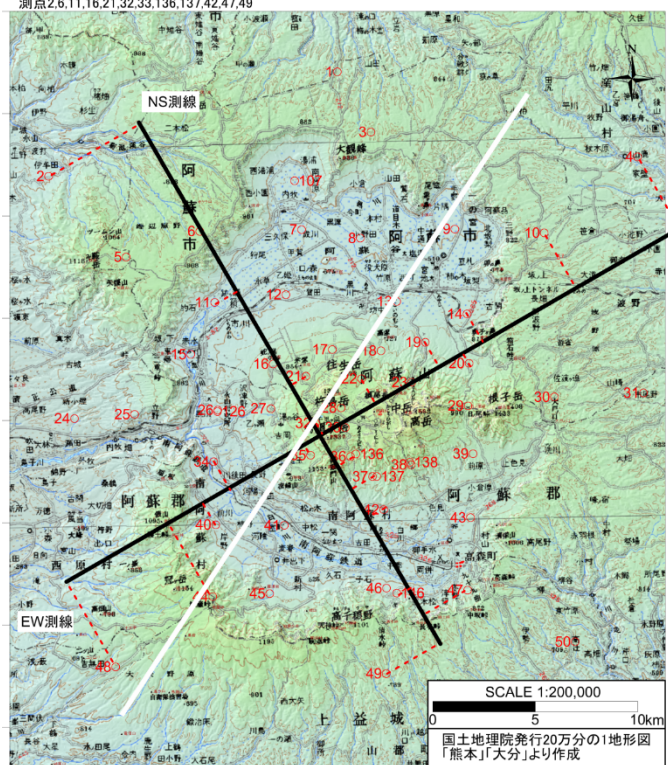


図 3. 2. 1-11 2 次元断面の測線 (黒線). 白線は高倉ほか (2000) の断面の方向 (後述).

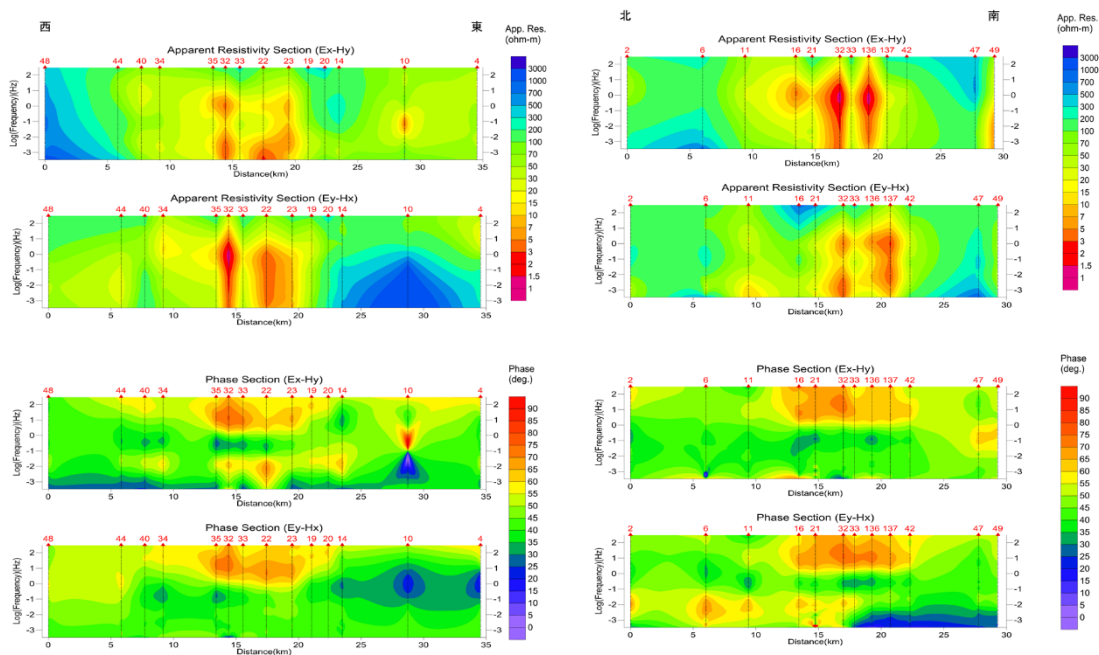


図 3. 2. 1-12 見掛比抵抗と位相の擬似断面図 (左 : EW 測線, 右 : NS 測線)

2次元解析は, ABIC 最小化法による平滑化制約つき MT 法 2次元インバージョン (Uchida and Ogawa, 1993) を使用した.

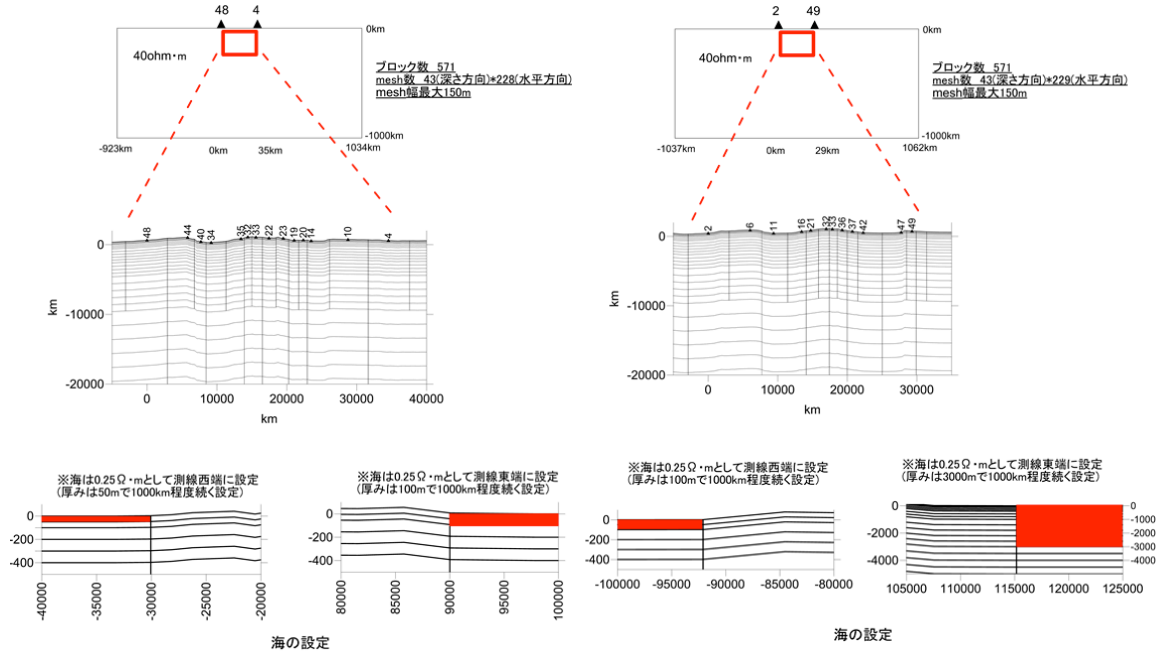


図 3.2.1-13 計算に使用したブロックの形状 (左 : EW 測線, 右 : NS 測線)

本計算で利用した解析ブロックを図 3.2.1-13 に示す. 境界の影響をなるべく排除するため, 十分に大きい領域 (図上段参照 : 水平方向約 1,000km×深度方向約 1,000km) を設定し, 571 ブロック (内 1 ブロックは大気層として使用) に分割した. 本モデルでは, 深度方向を 41 層に区切り, 第 1 層は 50m と薄く, 深度が増すと厚くなるようにした. 深度方向について, 地表~深度 10km 区間までは 22 層に区切り, 各測点直下にブロックを設定し, 良好な解析モデルが得られるように留意した. 水平方向は, 1 測点につき 1 ブロックとし, 端部のブロックは大きく設定した. なお, 水平方向のブロック幅は, 測点距離を基に設定をするため一定ではない. そして, 深度約 10km 以深は, より浅部側の 2 ブロックをもって, それより深部側の 1 ブロックになるように設定した. 海を考慮するため, モデルの両端 (図下段参照) を  $0.25 \Omega \cdot \text{m}$  に固定した.

解析では 97Hz~0.001Hz の 34 周波数のデータを計算に使用し, ノイズフロアは 5%, 初期値は  $40 \Omega \cdot \text{m}$  とした. それぞれの測線で, TM モードの見掛比抵抗・位相を利用した場合と, TM モードの見掛比抵抗・位相と TE モードの位相を利用した場合の計算を行った. 計算ではイタレーションを 20 回行い, それらの結果を比較した. そして, ABIC や RMS の値に基づき, EW 測線では TM モードのみを使用したイタレーション 14 回の結果を, NS 測線では両方のモードを使用したイタレーション 8 回の結果を本報告での解析結果とした.

それぞれの結果の妥当性を示すために、観測値と計算値のサウンディングカーブを図 3.2.1-14 (EW 測線), 図 3.2.1-15 (NS 測線) に示す。

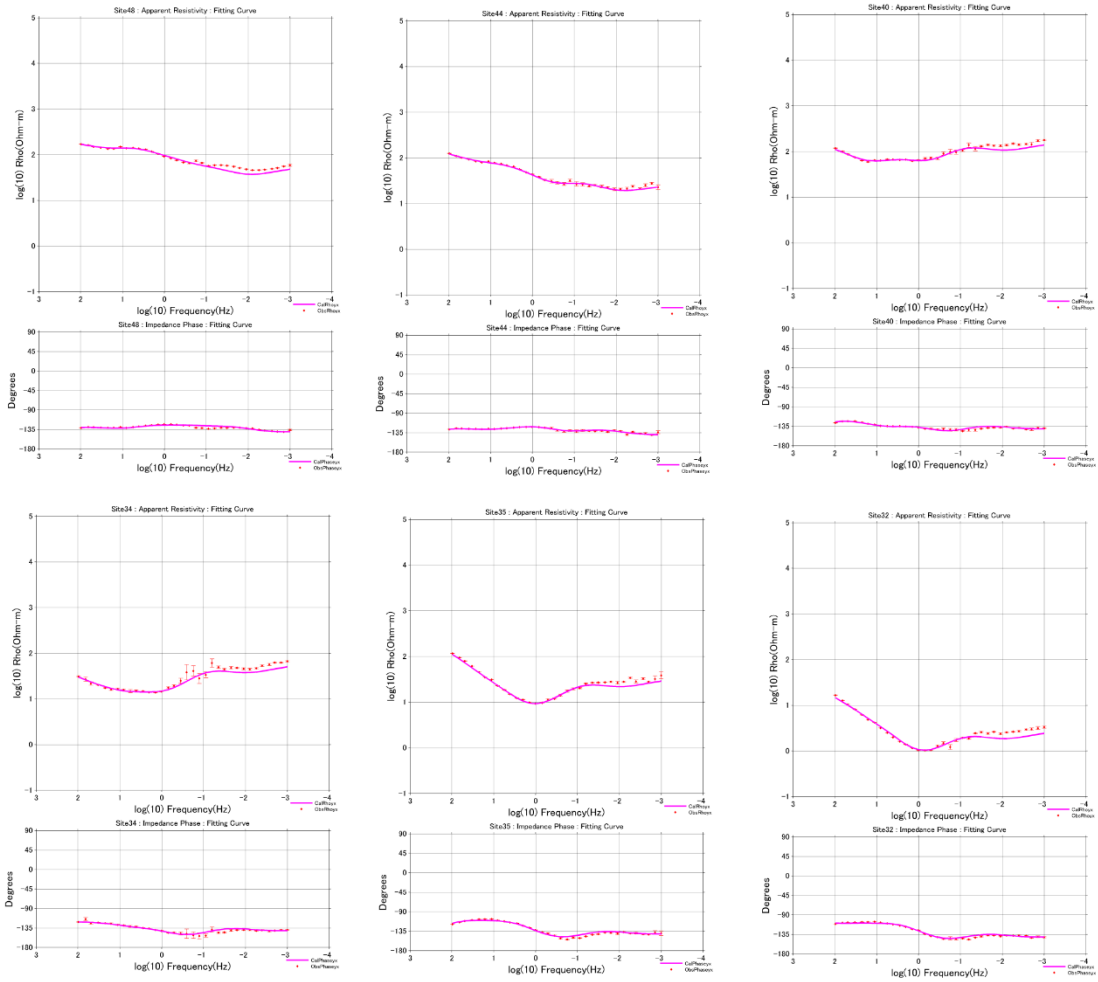


図 3.2.1-14 EW 測線に沿った各測点の観測値 (クロス) と計算値 (実線) のサウンディングカーブ (上段: 見掛比抵抗, 下段: 位相)。

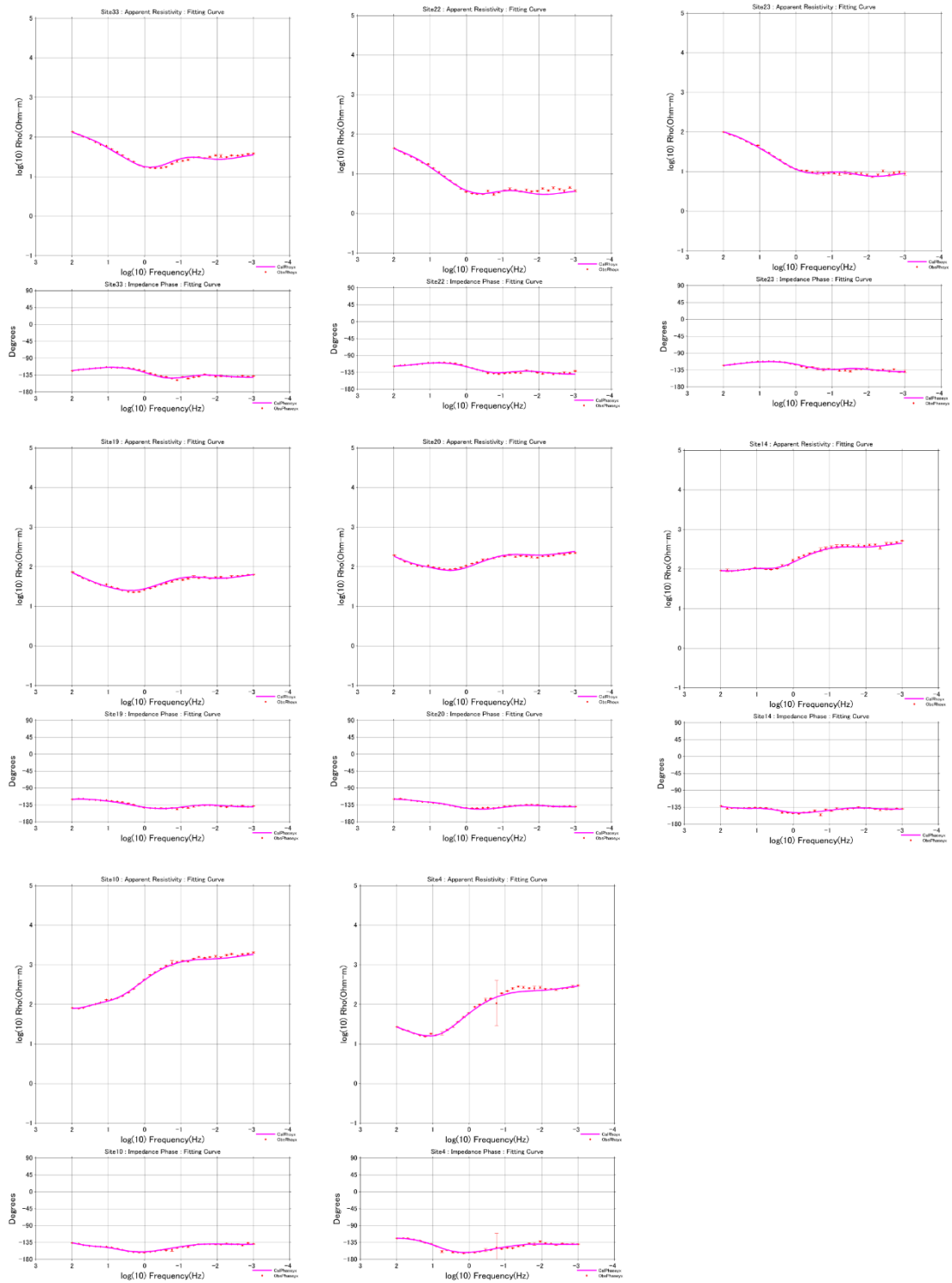


図 3.2.1-14 つづき

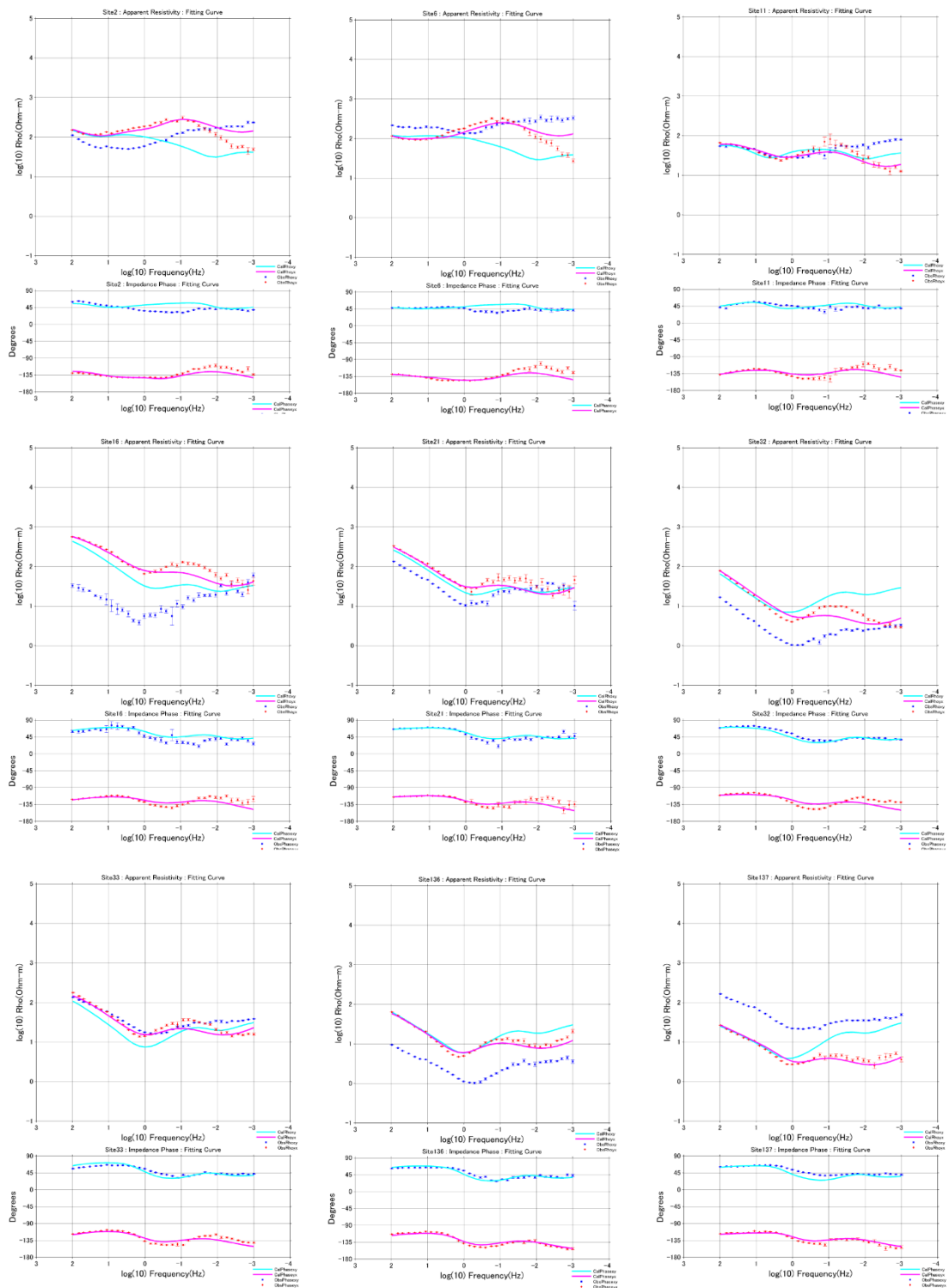


図 3. 2. 1-15 NS 測線に沿った各測点の観測値（クロス）と計算値（実線）のサウンディングカーブ（上段：見掛比抵抗，下段：位相）。



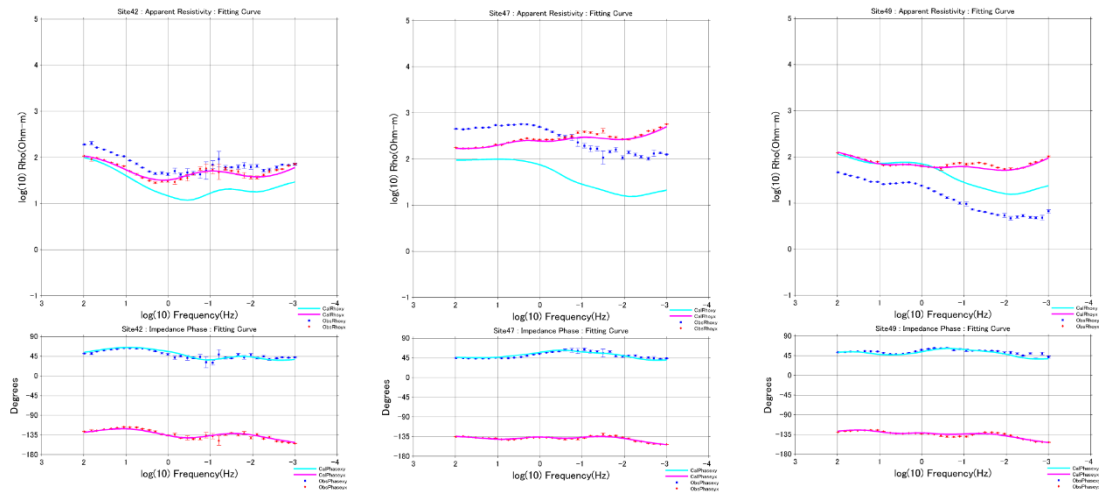


図 3.2.1-15 つづき

このようにして得られた EW 測線の 2 次元比抵抗断面を図 3.2.1-16 に示す．比抵抗値の範囲は、数  $\Omega \cdot m$  から  $3,000 \Omega \cdot m$  前後を示し、概ね  $100 \Omega \cdot m$  前後の比抵抗が広く分布している．低比抵抗域に着目すると、中央火口丘に位置する測点 35～23 の表層から深度約 2km までと、測点 44 の深度 4km の周辺部に  $10 \Omega \cdot m$  以下の非常に低い比抵抗が分布している．特に、中央部浅部の低比抵抗域は、水平方向に 6km 程度の広がりがある．深度 10～20km においては、 $10 \Omega \cdot m$  前後の低比抵抗を示す領域が広く分布している．一方、高比抵抗域に着目すると、調査地域東側の測点 10、4 の深度 2km から深度 10km 前後に、測点 35 の深度 7km の周辺部に、 $500 \Omega \cdot m$  以上のやや高い比抵抗を示す領域が分布している．

NS 測線の 2 次元比抵抗断面を図 3.2.1-17 に示す．なお、NS 測線では解の収束が悪く、イタレーション毎に深部の構造が大きく変わったことから、比較的安定的に求まっている深度 5km までを表示している．比抵抗値の範囲は、数  $\Omega \cdot m$  から  $1,500 \Omega \cdot m$  前後を示し、概ね  $100 \Omega \cdot m$  前後の比抵抗が広く分布している．低比抵抗域に着目すると、測点 32～137 の表層から深度約 2km までと、測点 42 の深度 4km 周辺部に  $10 \Omega \cdot m$  以下の非常に低い比抵抗が分布している．特に、中央部の低比抵抗域は、水平方向に 4km 程度の広がりがある．一方、高比抵抗域に着目すると、測点 11 の深度 4km の周辺部に  $500 \Omega \cdot m$  以上のやや高い比抵抗を示す領域が分布している．

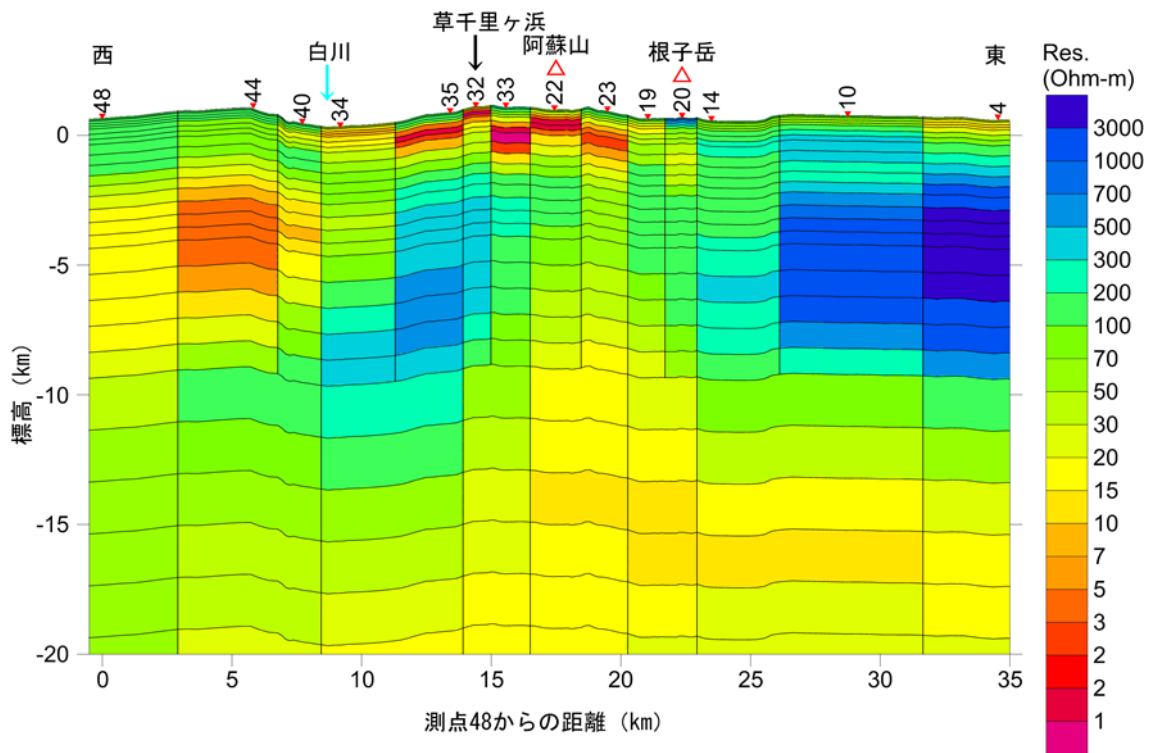


図 3. 2. 1-16 2次元比抵抗断面 (EW 測線)

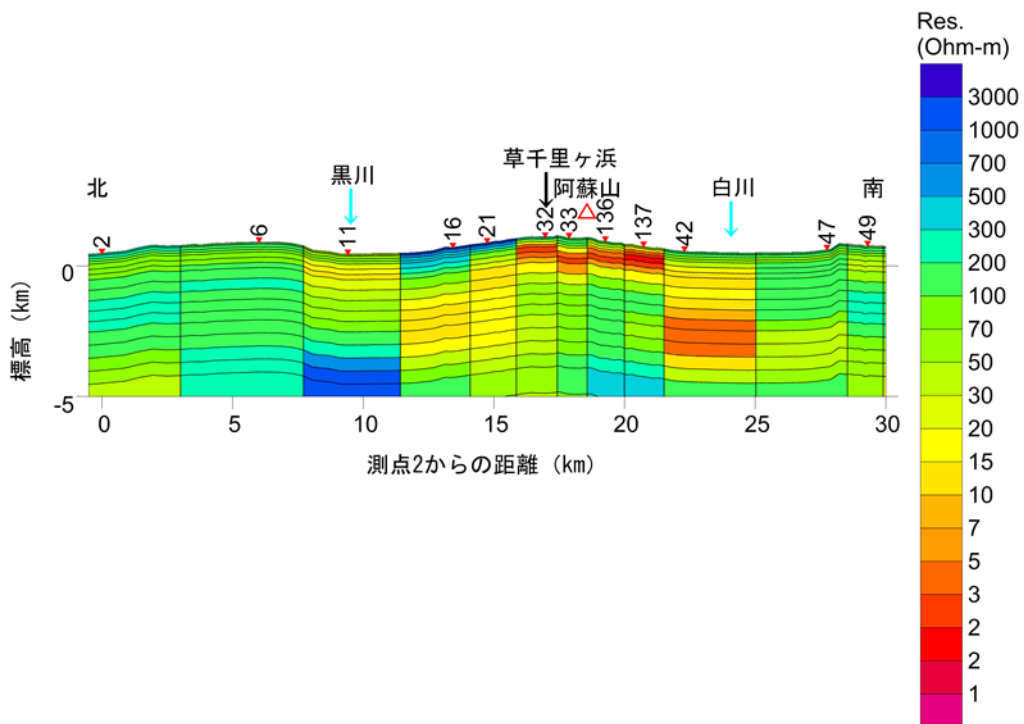


図 3. 2. 1-17 2次元比抵抗断面 (NS 測線)

### 3.2.1.10 坑井の検層結果との比較

本節ではインバージョンで得られた比抵抗構造の妥当性を検討するために、既存の坑井の比抵抗検層と比較する。NEDO 等によって掘削されたカルデラ内に存在する坑井のうち、比較に用いた坑井の位置を図 3.2.1-2 に四角印で示す。坑井 N4-AS-4 はカルデラ縁に位置し、深度約 900m より基盤岩類に到達している。基盤は蛇紋岩等の超塩基性岩と貫入岩からなる (NEDO,1995)。比抵抗検層との比較は EW 測線の測点 40 下で得られた値を用いた。図 3.2.1-18 左に示すように、両者は概ね良い一致を示すことがわかる。

N4-AS-7 は、垂玉・地獄温泉地区の北西側に位置し、この坑井は基盤には達しておらず、約 1500m 以深には Aso-4 堆積物が見られる。Aso-4 はおおむね数十  $\Omega\text{m}$  であることがわかる。温泉地区を挟んで南東側にある EW 測線の測点 35 下での比抵抗構造を用いて検層結果との比較を行った (図 3.2.1-18 右)。両者は一区間を除いておおむね一致している。400~1000m の区間は MT 観測から得られた比抵抗構造の方がはるかに低くなっている。温泉地区に近い測点であるため、熱水変質帯が局在している可能性が上げられる。この付近の測点間隔が粗いことや、解析グリッドが粗いことが影響していると考えられる。

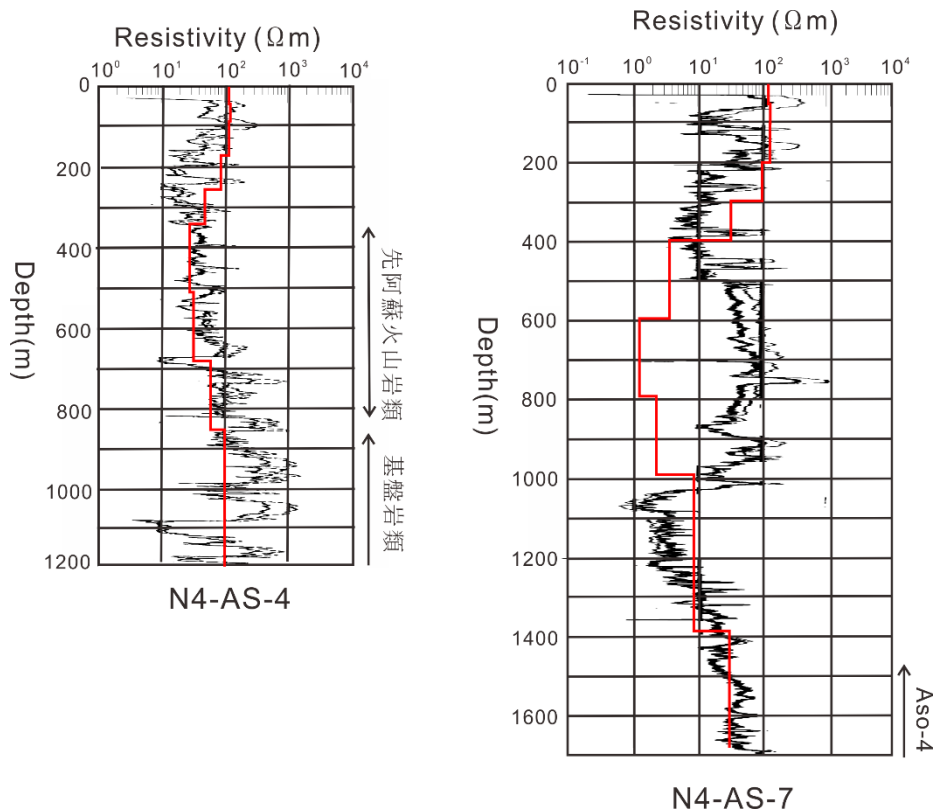


図 3.2.1-18 坑井の比抵抗検層結果とインバージョンによる比抵抗構造の比較 (左 : N4-AS-4, 右 : N4-AS-7)。

### 3.2.1.11 比抵抗断面の解釈

阿蘇カルデラはおおまかに、下部より基盤岩、先阿蘇火山岩類、それを覆う新生代第四紀の堆積物からなる。第四紀堆積物の主体をなすのが約 30 万年前から約 9 万年前までの間に生じた Aso-1~4 火砕流堆積物の堆積物である。カルデラ内部ではその上部に中央火口丘形成に伴う噴出物が見られる。NEDO の坑井の比抵抗検層の結果を見る限り、基盤岩を除いた地層の比抵抗は 10~100  $\Omega\text{m}$  にあり、比抵抗値から地層を区分することは難しい。基盤岩としては、カルデラ南部でいわゆる秩父帯の中・古生層が露出し、北部~西部には中・古生代の変成岩類や中生代白亜紀の花崗岩類、南東部には古生代の変成岩類が分布している。

本節では、より深部までの解が得られた EW 測線の結果について解釈を加える。比抵抗の解析断面を見てまず目につくのが、北東部の 1000  $\Omega\text{m}$  程度の高比抵抗である（図 3.2.1-19 の R1）。カルデラ北東部の測点 9 に近い坑井の位置を図 3.2.1-2 に四角印で示す。印に添付した数字は基盤岩到達深度である。これらの坑井の地質柱状は不明であるが深度 400~500m で花崗岩の基盤に到達している（NEDO, 1991b）。R1 の上面の深度とよく一致しており、この高比抵抗は花崗岩体によるものとみなすことができる。カルデラ内南西部の下に見られる高比抵抗部（R2）も基本的に北西部に分布する花崗岩体の一部を示すものと考えられるが、3 次元的な構造解析をすることによって分布の連続性が明らかになるであろう。

中央火口丘浅部の低比抵抗域（C1）は既にその存在が明らかになっている（高倉ほか, 2000 ; Kanda et al., 2008 ; 宇津木ほか, 2009）。高倉ほかによって得られている比抵抗構造を図 3.2.1-19 の上部に併せて示す。ただし東西方向を合わせるように反転してある。また、両者で凡例のカラースケールがやや異なることに注意を要する。C1 はほぼ同じ形状で認められており、溶存成分に富む火山性流体の存在や熱水変質によるものと解釈されている。

カルデラ外の地蔵峠下から南西部に顕著な低比抵抗体（C2）が見られる。当該地域に火山活動を示すような地震や地熱兆候は観測されていない。地蔵峠の西方には古生代の変成岩中に大規模な蛇紋岩体が露出しており、それとの関連が興味深い。深度 15km 程度に位置するカルデラ全域にわたる低比抵抗（C3）は、今回の結果だけからは、火山活動に関連しているかどうかは判断できないが、若干の考察を 3.2.1.12-2 で加える。

その他の特徴的な比抵抗分布としては、R1 と R2 に挟まれた領域が、高倉ほか（2000）の結果に比べてより低比抵抗になっていることを指摘できる。図 3.2.1-19 下段に、高倉ほか（2000）によって得られている比抵抗断面に相当する範囲を灰色の枠で示した。図 3.2.1-19 上段と比較してわかるように、2000 年には、中央火口丘下の深度 3~5km に、1000  $\Omega\text{m}$  程度の高比抵抗が連続して存在し、特に中央部で盛り上がるような構造を示していたが、今回の観測ではそのような構造は得られていない。高倉ほか（2000）の観測は 1995 年から 2003 年までの噴火が発生しなかった期間内に行われている。それに対して今回は噴火が連続して発生している期間に行われているので、火山活動の違いを反映している可能性がある。ただし、解析断面の方向が異なること（図 3.2.1-11 の白線）、解析に用いた観測点数お

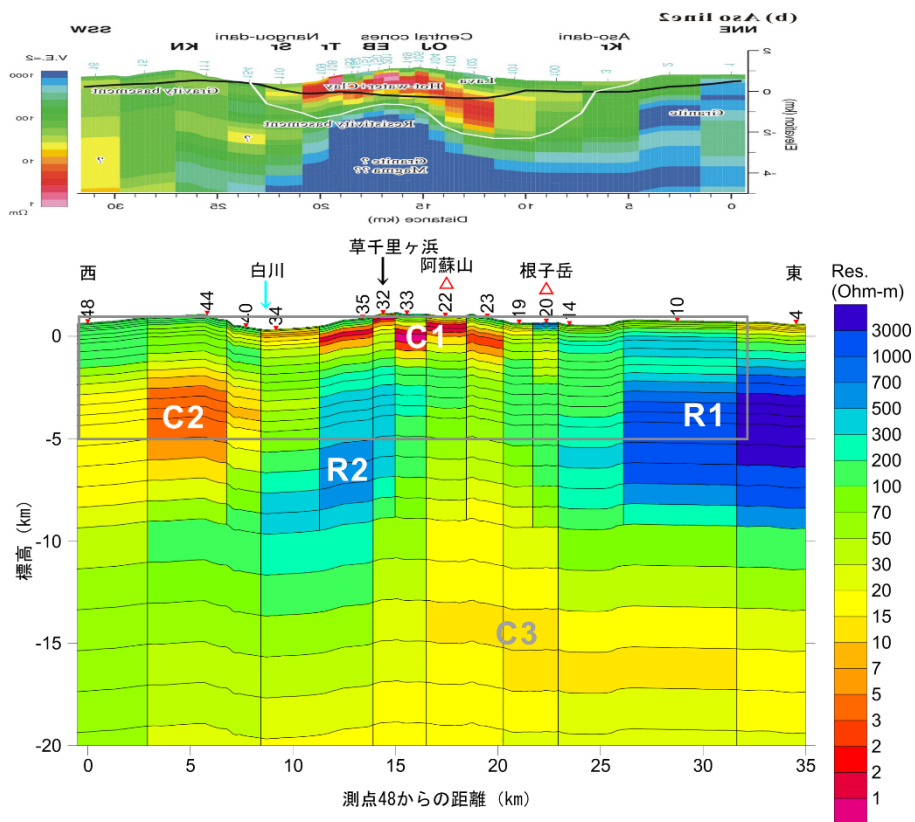


図 3.2.1-19 2次元比抵抗断面 (図 3.2.1-16 と同じ)。上段は高倉ほか (2000) の結果。ただし、今回の視線方向と同じにするため左右反転させている。凡例のカラースケールも異なることに注

よび周波数範囲に違いがあることなどを考慮した慎重な検討が今後必要である。

### 3.2.1.12 考察

#### 3.2.1.12.1 感度解析

感度解析の目的は、得られた比抵抗構造のうち、解釈を加えた特徴的な分布の確からしさと、測定値はどの深さまでの情報を持っているのかについて評価することである。

図 3.2.1-20 上段は、中央火口丘の地表付近の低比抵抗層の感度を調べたもので、左側にインバージョンで得られている構造と測点 22 でのサウンディングカーブを示す。それに対して、地表付近が低比抵抗ではないモデル (右上側の図) を作成し、フォワード計算から求めた測点 22 でのサウンディングカーブを右下側の図に示す。表層部の低比抵抗がないとサ

ウンディングカーブに見られるように測定値と計算結果は大きく食い違うことがわかる。位相の違いに注目すると、この深度の情報は主に 100~1Hz に含まれていることがわかる。

図 3.2.1-20 下段は解析断面の南西部に見られる数  $\Omega \cdot m$  程度の低比抵抗部がある場合（左側）とない場合（右側）の比較で、それぞれの測点 44 でのサウンディングカーブを示す。1~0.1Hz 前後の区間に違いがみられるものの、その差はわずかであることがわかる。

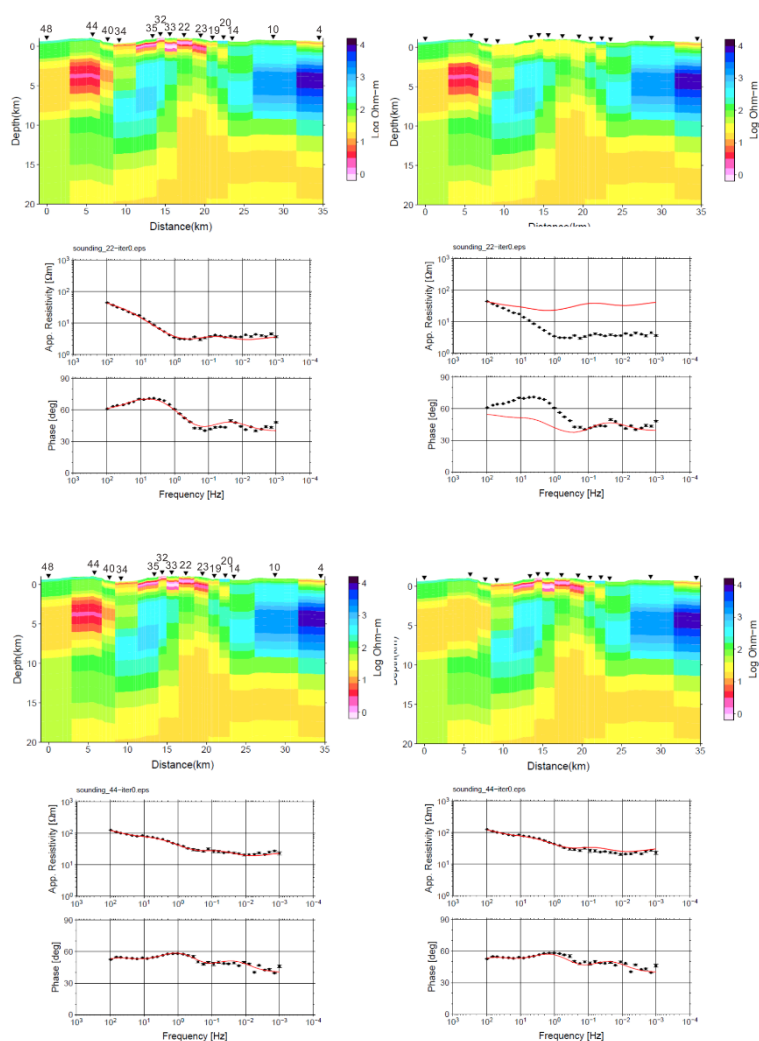


図 3.2.1-20 感度解析。左列がインバージョンによって得られた結果。それに対して一部に変更を加えてフォワード計算をした結果を右列に示す。

次に中央火口丘下で深度 2~5km の部分を  $1000 \Omega \cdot m$  とした場合（右側）と、それが無いインバージョンの結果（左側）の比較をした（図 3.2.1-21）. ここでは 32, 19, 20 の測点でのサウンディングカーブを示している. 主に  $1 \sim 0.1 \text{Hz}$  で両者に有意な違いがみられ, 高比抵抗域がない方が観測結果をよく説明できることがわかる.

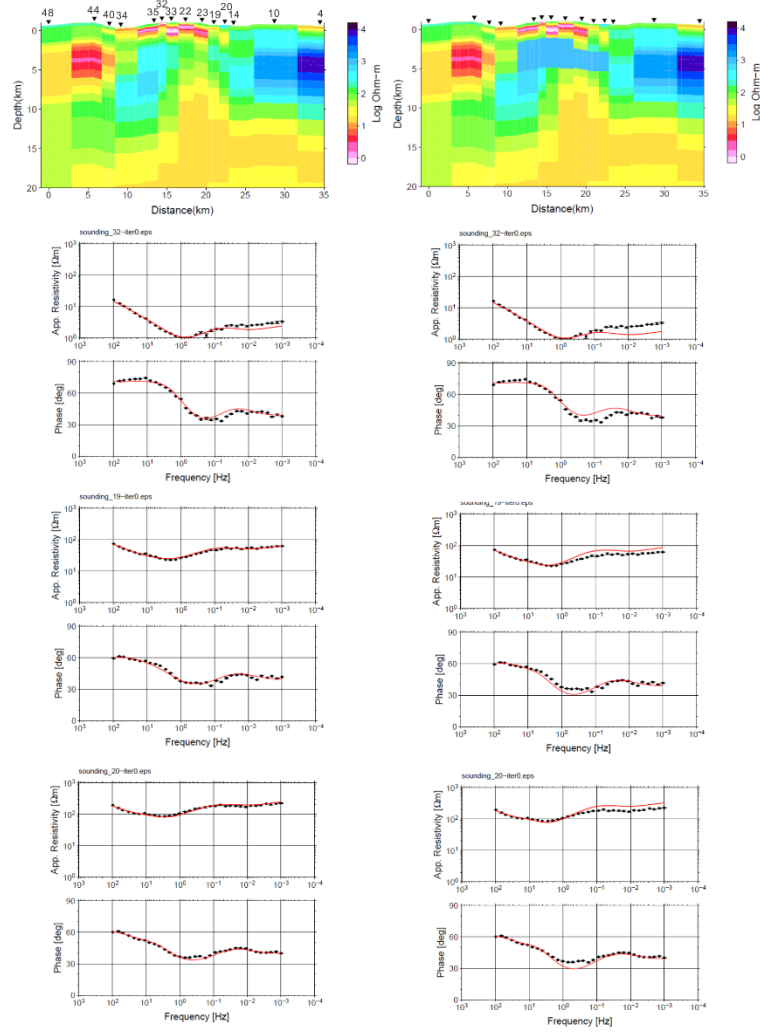


図 3.2.1-21 感度解析. 左列がインバージョンによって得られた結果. それに対して一部に変更を加えてフォワード計算をした結果を右列に示す.

次に 5km より深部での感度を調べるために、 $50 \Omega \cdot \text{m}$  以下の低比抵抗部が見られるもとのモデル（左側）と、それが無い場合のモデル（右側）について測点 22, 23, 19 のサウンディングカーブを比較した（図 3.2.1-22）。その結果、位相の違いに着目すると 0.1~0.01Hz で両者に大きな違いが見られ、低比抵抗部があるモデルのほうが観測結果をよく説明することが分かった。このことから今回の観測結果は深度 5km 以深の構造に感度があることがわかる。

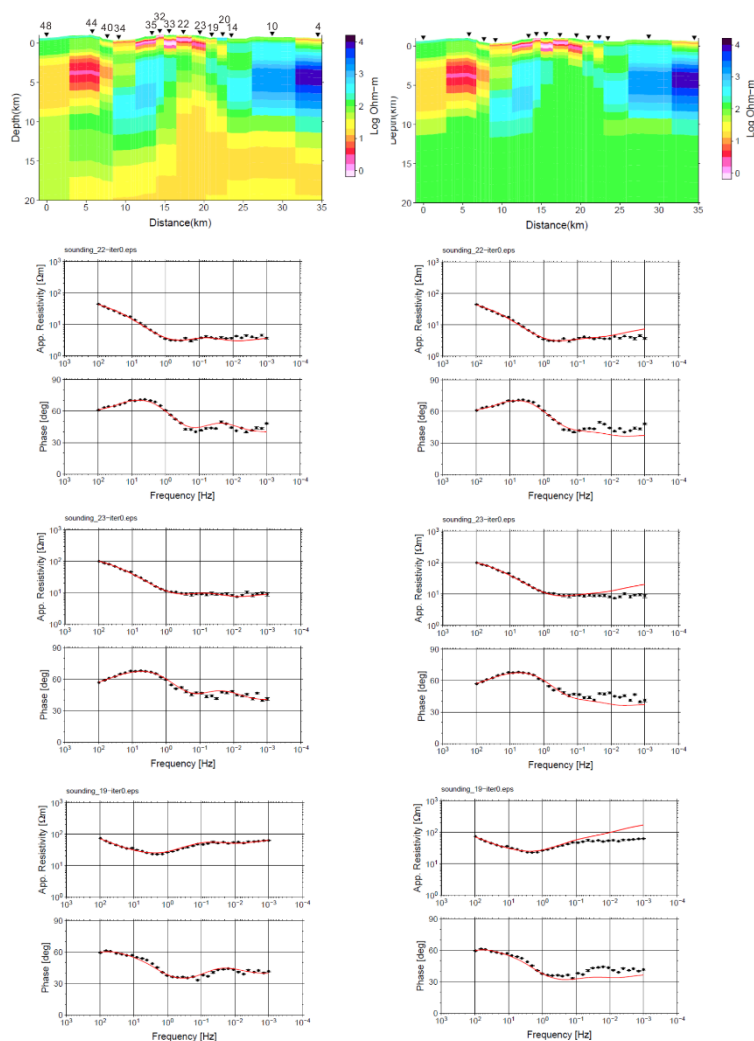


図 3.2.1-22 感度解析. 左列がインバージョンによって得られた結果. それに対して一部に変更を加えてフォワード計算をした結果を右列に示す.



さらに対象を深度 15~20km にして測点 22, 19, 4 で同様の比較を行った(図 3.2.1-23). 周波数 0.01~0.001Hz にわずかな違いが見られることが確認された. 従ってこの深度の感度があることが確認された. ただし, どちらも同程度に観測値と合っており, この深度での低比抵抗を積極的に支持する結果とはなっていない.

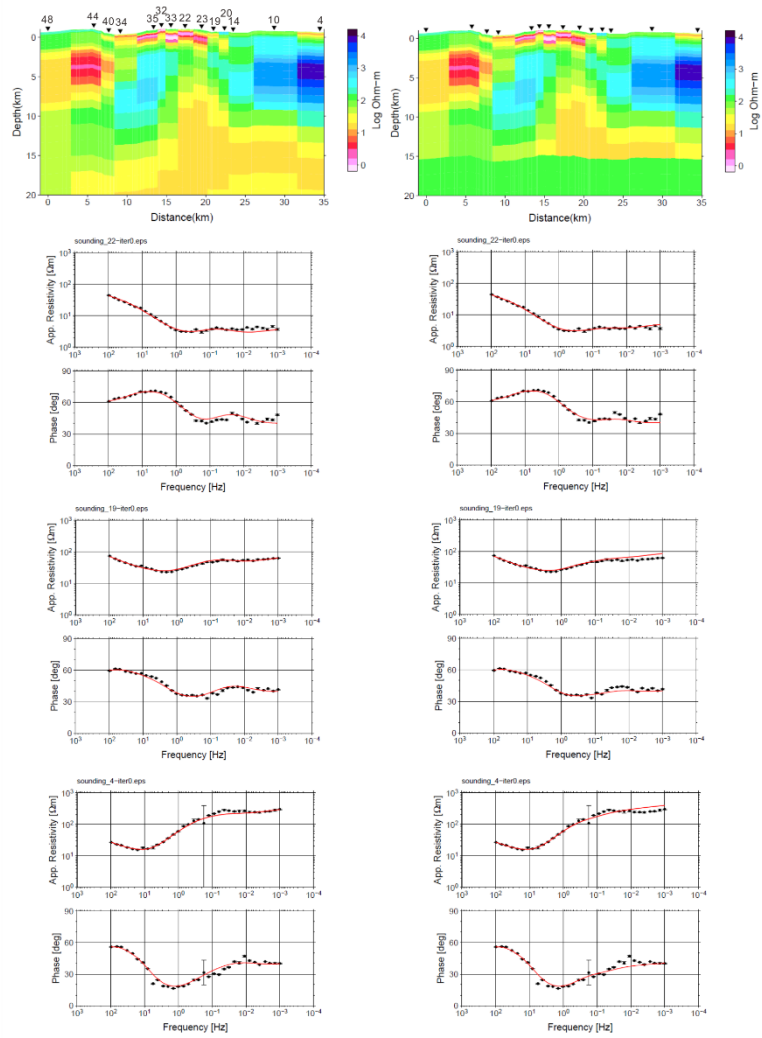


図 3.2.1-23 感度解析. 左列がインバージョンによって得られた結果. それに対して一部に変更を加えてフォワード計算をした結果を右列に示す.

### 3.2.1.12.2 既存の観測結果との比較

得られた比抵抗構造の考察を今後進めるために、これまでに行われた各種の観測結果との比較を行っておく。図 3.2.1-24 に、Sudo and Kong (2001)による低速度異常域 (赤丸)、国土地理院 (2004) によるシル状の変動源 (青点線)、Nakamichi et al.(2003)による深部低周波地震の震源域 (灰色楕円)、Tsutsui and Sudo(2004)による明瞭な反射面 (緑線)、Abe et al.(2010)による低速度異常領域 (白色楕円) を併せて示す。これらはそれぞれの結果を今回の断面の方向に投影しており、その位置はおおまかなものである。Sudo and Kong の低速度異常域は、 $100\sim$ 数百  $\Omega\text{m}$  の比抵抗を示す。反射面は東西の  $1000\ \Omega\text{m}$  の領域に挟まれた、やや低比抵抗を示す部分に対応している。そのほかの現象は  $10\sim$ 数十  $\Omega\text{m}$  の低比抵抗域 (図 3.2.1-23 の C3) に対応しているようである。C3 は水平位置が中岳から高岳の一致するあたりで上方に盛り上がっているように見える。今後は、C3 の水平方向の広がりやどうなっているのか調べるのと同時に、中央火口丘下での詳細な構造を明らかにするべきであろう。

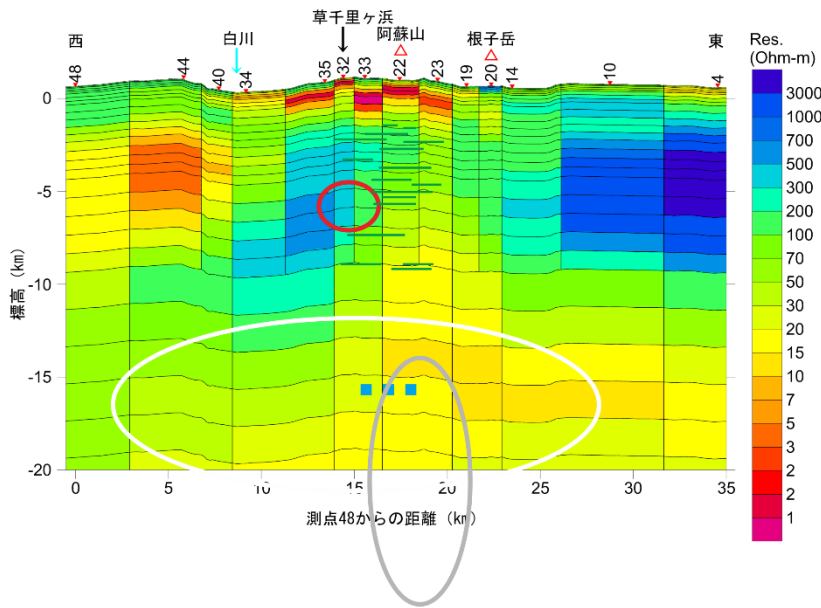


図 3.2.1-24 比抵抗断面に各種観測結果を重ね合わせたもの。  
詳細は本文参照。

### 3.2.1.12.3 部分溶融体の比抵抗

最後に、深度 15km 前後に存在するであろうマグマ溜まりが部分溶融体であるとみなしたとき、それが示しうる比抵抗値について簡単なモデルに基づく考察を加えておく。

溶融メルトの比抵抗は、Gaillard and Marziano(2005)によると、 $1300\sim 900^\circ\text{C}$  の範囲において、流紋岩が  $0.3\sim 1\ \Omega\cdot\text{m}$ 、安山岩が  $0.5\sim 3\ \Omega\cdot\text{m}$ 、玄武岩が  $0.8\sim 20\ \Omega\cdot\text{m}$  である (温度が高いほど値は小さい)。これらの値を参考にして、ここでは  $1\ \Omega\cdot\text{m}$  と仮定する。一方、

結晶の比抵抗は、Kariya and Shankland(1983)によると、1000~500°Cの範囲において、玄武岩が25~10000 Ω·m、花崗岩が1000~100000 Ω·mである（温度が高いほど値は小さい）。ここでは1000 Ω·mと仮定する。結晶とメルトを含むバルクの電気伝導度 ( $\sigma_{bulk}$ ) は修正アーチーの式より次式で表される (Glover et al., 2000)。

$$\sigma_{bulk} = \sigma_r(1 - \phi)^{\frac{\log(1-\phi^m)}{\log(1-\phi)}} + \sigma_f\phi^m$$

ここで  $\sigma_r$  と  $\sigma_f$  はそれぞれ、結晶とメルトの電気伝導度、 $\phi$  は空隙率、 $m$  は空隙の連結度を表すパラメータ（膠結係数）である。膠結係数をパラメータにして空隙率とバルクの比抵抗（電気伝導度の逆数）との関係を示したのが図 3.2.1-25 である。空隙率が0.1~0.2のとき、膠結係数が1~2であれば部分熔融域のバルクの比抵抗は10~数十 Ω·m であることがわかる。同図には比較のため、中央火口丘の地下浅部に発達している熱水系では空隙が溶存成分に富む熱水で満たされていると想定して、100°CでKClを7wt%含む溶液（比抵抗は0.04 Ω·m ; Nesbitt,1993）が100 Ω·mの母岩の中に存在する場合の、空隙率とバルクの比抵抗の関係を、同じ修正アーチーの式から計算した結果を示す。これらの場合は空隙率が0.1~0.2で固結度が1~2であれば1 Ω·m 前後となり、部分熔融域のバルクの比抵抗より1桁ほど小さくなるがわかる。

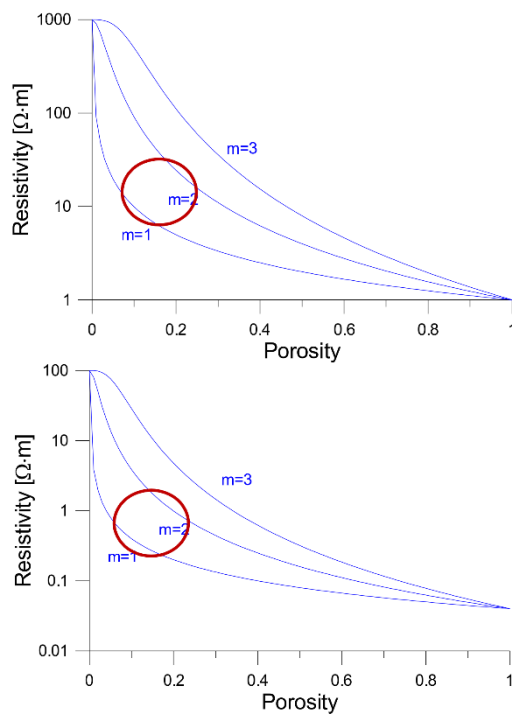


図 3.2.1-25 修正アーチーの式より計算される比抵抗と空隙率の関係。上段は部分熔融体を，下段は溶存成分に富む熱水が空隙を満たしている場を想定したもの。

### 3.2.1.13 終わりに

今回の観測によって、深度約 20km までの比抵抗構造を得ることができた。しかしそれは 1 つの断面に限られ、取得した全てのデータの解析には至っていない。2 次元断面で認められた構造に地質学的な解釈を加えるには、その 3 次元的な形状を把握することが重要である。今後はさらにデータの取得を進めるとともに 3 次元比抵抗構造の解析を進め、カルデラ構造とマグマ溜りを含むマグマ供給系の解明に資するとともに、火山活動の変化に伴うであろうマグマ供給系の状態変化に伴って現れるシグナルの抽出を目指す。

### 引用文献

- Abe, Y, T. Ohkura, T. Shibutani, K. Hirahara and M. Kato (2010) Crustal structure beneath Aso Caldera, Southwest Japan, as derived from receiver function analysis. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **195**, 1-12.
- Caldwell, T. G., H. M. Bibby, and C. Brown (2004) The magnetotelluric phase tensor, *Geophys. J. Int.*, **158**, 457-469.
- Chave, A.D. and J.T. Smith (1994) On electric and magnetic galvanic distortion tensor decompositions, *J. Geophys. Res.*, **99** (B3), 4669-4682.
- Gaillard, F., and G. I. Marziano (2005) Electrical conductivity of magma in the course of crystallization controlled by their residual liquid composition, *J. Geophys. Res.*, **110**, B06204, doi:10.1029/2004JB003282.
- Glover, P.W.J., J.H. Malcom and J. Pous (2000) A modified Archie's law for two conducting phases, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **180**, 369-383.
- Groom, R.W. and K. Bahr (1992) Corrections for near surface effects: Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor and scaling corrections for regional resistivities: a tutorial, *Surv. Geophys.*, **13**, 341-379.
- Handa, S., Y. Tanaka and A. Suzuki (1992) The electrical high conductivity beneath the northern Okinawa trough, inferred from geomagnetic depth sounding in northern and central Kyushu, Japan, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, 505-520.
- Handa, S., A. Suzuki and Y. Tanaka (1998) The Electrical Resistivity Structure of the Aso Caldera, Japan, *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, **43**, 15-23.
- Handa, S. and Y. Tanaka (1999) The Electric Low-resistivity Layer Beneath the Active Crater of Aso Volcano, Japan, *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, **44**, 191-200.
- Kanda, W., Y. Tanaka, M. Utsugi, S. Takakura, T. Hashimoto, and H. Inoue (2008) A preparation zone for volcanic explosions beneath Naka-dake crater, Aso volcano, as inferred from magnetotelluric surveys, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **178**, 32-45.
- Kariya, K.A. and Shankland, T. J. (1983) Electrical conductivity of dry lower crustal rocks. *Geophysics*, **48**, 52-61.

- Komazawa, M. (1995) Gravimetric analysis of Aso Volcano and its interpretation. *J. Geodetic. Soc. Japan*, **41**, 17-45.
- 国土地理院 (2004) 阿蘇火山周辺の地殻変動, 噴火予知連絡会会報, 88, 106-110.
- Nakamichi, H., H. Hamaguchi, S. Tanaka, S. Ueki, T. Nishimura and A. Hasegawa, (2003) Source mechanisms of deep and intermediate-depth low-frequency earthquakes beneath Iwate volcano, northeastern Japan. *Geophysical Journal International*, **154**, 811-828.
- NEDO (新エネルギー・産業技術総合開発機構) (1990) 平成元年度全国地熱資源総合調査 (第3次) 広域熱水流動系調査 阿蘇地域 報告書 要旨.
- NEDO (新エネルギー・産業技術総合開発機構) (1991a) 平成2年度全国地熱資源総合調査 (第3次) 広域熱水流動系調査 阿蘇地域 総合解析報告書.
- NEDO (新エネルギー・産業技術総合開発機構) (1991b) 平成2年度全国地熱資源総合調査 (第3次) 広域熱水流動系調査 阿蘇地域火山地質図及び阿蘇地域地熱地質編図.
- NEDO (新エネルギー・産業技術総合開発機構) (1994) 平成4年度地熱開発促進調査データ処理報告書 阿蘇山西部地域 (第2次) .
- NEDO (新エネルギー・産業技術総合開発機構) (1995) 平成5年度地熱開発促進調査データ処理報告書 阿蘇山西部地域 (第3次)
- Nesbitt, B. E. (1993) Electrical resistivity of crustal fluids, *J. Geophys. Res.*, **98**, 4301-4310.
- Parkinson, W. D. (1962) The influence of continents and oceans on geomagnetic variations. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **6**, 441-449.
- Sudo, Y. and L. S. L. Kong (2001) Three-dimensional seismic velocity structure beneath Aso Volcano, Kyushu, Japan, *Bull. Volcanol.*, **63**, 326-344.
- 高倉伸一・橋本武志・小池克明・小川康雄 (2000) MT法による阿蘇カルデラの比抵抗断面, CA研究会論文集, 23-30.
- 田中良和・江頭庸夫・中村貞美・須藤靖明・増田秀晴 (1981) スタッキング電気探査装置の開発と阿蘇火口周辺における電気探査について, 京都大学防災研究所年報, **24**, B-1,42.1-8.
- Tsutsui, T. and Sudo Y. (2004) Seismic reflectors beneath the central cones of Aso Volcano, Kyushu. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **131**, 33-58.
- Uchida T. and Ogawa Y. (1993) Development of Fortran Code for Two-dimensional Magnetotelluric Inversion with Smoothness Constraint, Open-File Report, Geological Survey of Japan, 205,117.
- 宇津木充・鍵山恒臣・小森省吾・井上寛之・橋本武志・小山崇夫・小川康雄・神田径・山崎友也・長町信吾・石田憲久 (2009) 広帯域 MT 観測から推定される阿蘇カルデラの比抵抗構造, 第4回阿蘇火山の集中総合観測報告, 31-42.

### 3.2.2 始良カルデラの地下構造調査

#### 【実施内容】

南九州で発生する地震を用いて地震波 3 次元速度構造を求めるための地震観測点の整備を行った。南九州には、防災科学技術研究所の Hi-Net 観測点、気象庁、鹿児島大学、京都大学の地震観測網が整備されているが、始良カルデラ下の地下構造を詳細に求めるためには、観測点数が不足しているため、地震観測点の増設を 15 点において行った。現在、地震データの取得中であり、解析結果を得るに至っていない。また、地下深部の構造の境界を検出するために、はるか遠方において発生した地震の波は観測点近くでは鉛直に近い角度で入射するが、地下に構造の境界があれば、P 波初動に引き続き、境界において P 波から S 波に変換された波が観測される。この波をレシーバー関数として評価することにより地下構造の境界を検出する。地下構造の境界として最も顕著に表れるのは地殻とマントルの境界であるモホ面であるが、マグマだまりがあれば、モホ面の深度異常、あるいは不明瞭化として解析される地下構造に現れることが期待される。使用する地震波は遠方で励起されて遠距離伝播した結果、長周期であることから、長周期成分を検出可能な地震計を整備した (図 3.2.2-1)。

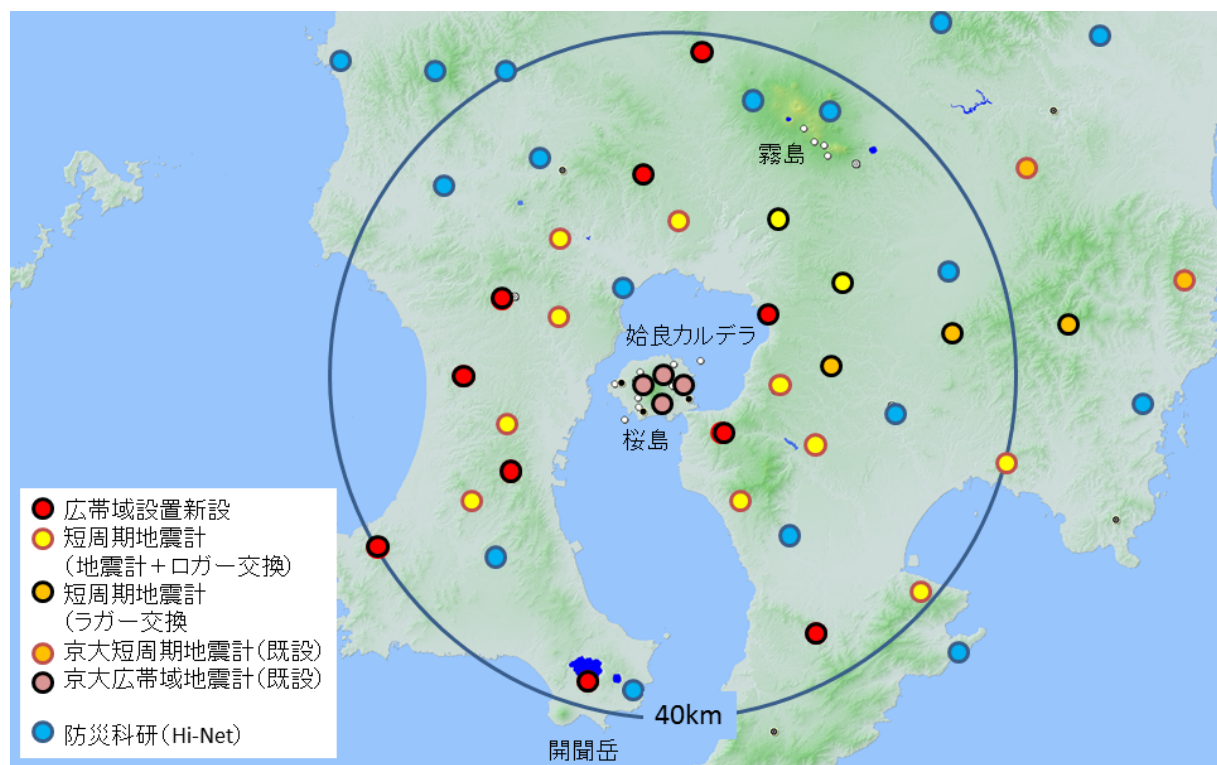


図 3.2.2-1 始良カルデラ周辺の地震計の配置図

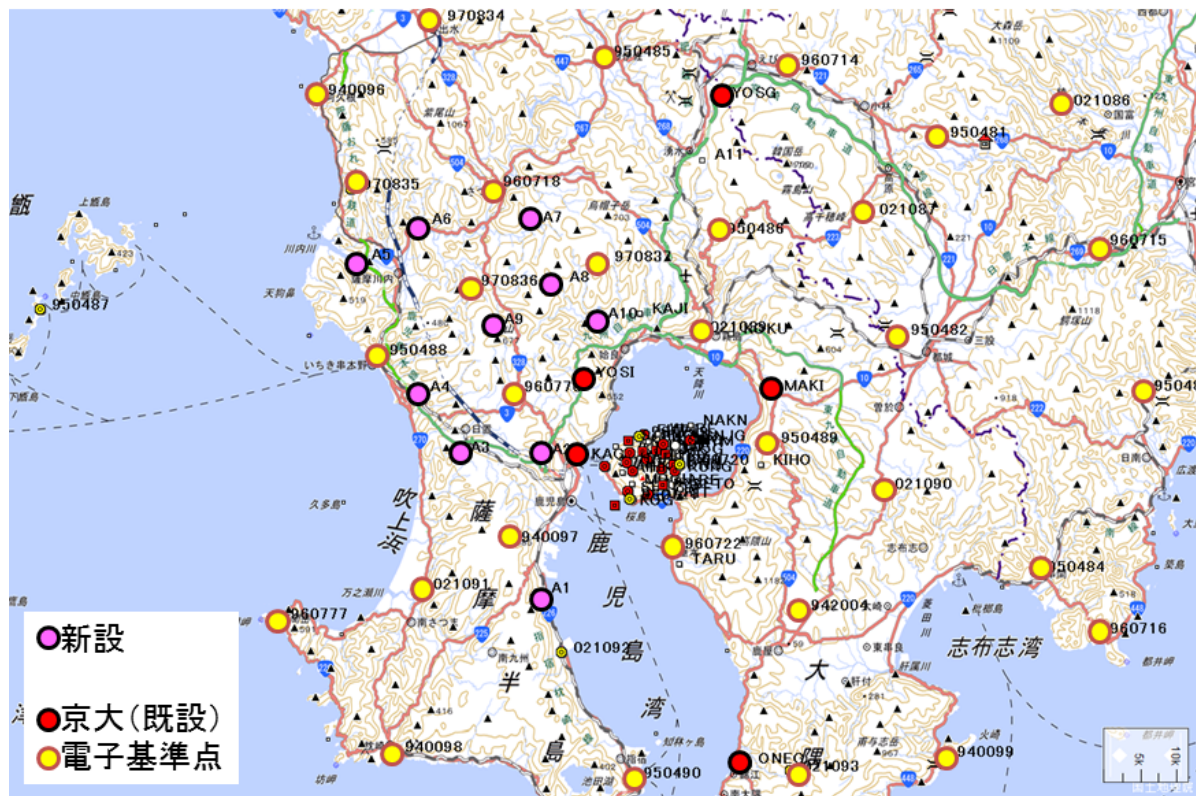


図 3.2.2-2 GNSS 観測点配置図

さらに、地下構造の異常に対応する場所においてマグマの蓄積による地盤の隆起・膨張が地表に現れるかどうかを調査するための、観測機器整備を行った。始良カルデラを含む南九州地域には多数の電子基準点があるが、火山活動に伴う地殻変動を検出するには数が不足しており、電子基準点の間を埋めるような機器配置を計画した。1914年桜島噴火に伴う地盤沈下が遠方にも及んだ始良カルデラ北西部に10点の全地球測位システム(GNSS)観測点を集中的に配置することにより、電子基準点間隔15~20kmを、間隔5~10kmに短縮するGNSS観測点配置が可能となった。GNSS観測点の位置は図3.2.2-2に示す通りである。

【研究成果】

1914年桜島噴火後には、南九州一円で地盤沈下が水準測量により検出され、その沈降量は、最大84cmに及んだ。国土地理院に保管されている1890年以降2007年に至るまでの水準測量データを整理し、南九州地域の上下変動の特性を明らかにした。水準測量は1回の測量で南九州全域を行うに至っていないが時間的に近い測量を1回の測量とみなすことにより、1890年から1895年までの初回の測量以降、1914年、1932・36年、1960年、1968年、1975・76年、1997年、2005・06・07年の8回の測量結果に整理しなおすことができた。図3.2.2-3に始良カルデラ西部の水準点における比高の経年変化を示す。

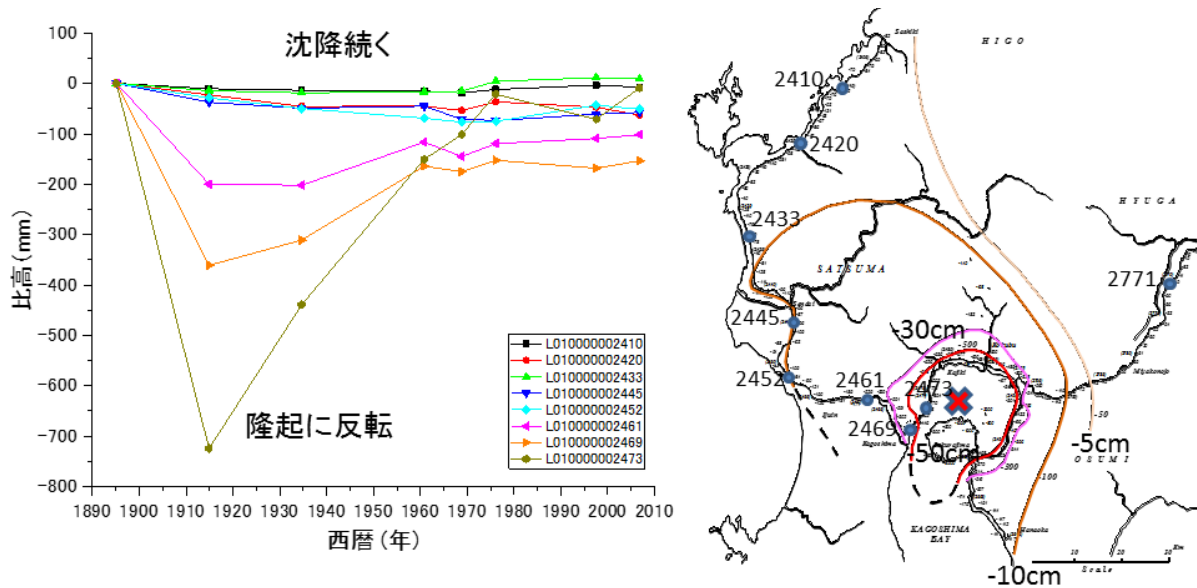


図 3.2.2-3 始良カルデラ周辺の水準点における比高の経年変化

始良カルデラに近い水準点（例えば、2473、2469）では 1914 年噴火後、大きく沈降したが、その後の 1932・36 年以降の測量では、隆起に反転し、その後も 1975 年頃まで隆起を続けた。1974 年から 1992 年までは桜島南岳の爆発活動が激化し、多量の火山灰が放出されるようになると（例えば、1985 年には 2900 万トンの火山灰が放出された）、始良カルデラに近い水準点は沈降した（1975・76 年から 1997 年の期間）。1993 年以降、噴火活動が低下すると、再び隆起が始まった（1997 年から 2005 年の期間）。

一方、1914 年の測量でカルデラ近傍の水準点と同様に地盤沈下を示したカルデラの中心から 20～40 km 離れた水準点（例えば、2461、2452 など）は、1932・36 年の測量でも依然として沈降を続けた。1936 年以降についてみると、始良カルデラから遠い水準点（例えば、2452）は沈降を続け、やや近い点（2461）では、隆起に転じている。注目すべきは、1974 年以降、桜島の爆発が激化し、始良カルデラ近傍の水準点が沈降した期間では、遠い水準点は隆起を示していることである。近い水準点は浅部、遠い水準点は深部の膨張・収縮状態を反映していると考えられるので、始良カルデラ下の状態を浅部と深部に分けて考える必要がある。

そこで、図 3.2.2-4 に始良カルデラの中心からの距離と 1914 年～1932・36 年の期間の上下変動の関係を示す。地盤変動はカルデラの中心からおよそ 20 km 以内は、隆起を示すが、20～40 km 離れた水準点は沈降を続けたことになる。これと同様の変動パターンは、始良カルデラ近傍の隆起が顕著であった 1960 年～1968 年の期間にも検出された（図 3.2.2-5）。一方、桜島南岳の爆発活動が激しかった期間に相当する 1975・76 年～1997 年の期間では、始良カルデラに近い場所では沈降を示すが、西側 20 km 以遠、東側 40 km 以遠では隆起の傾向がみられ、始良カルデラに近い場所と離れた場所では逆の極性をもって変動するようにも見える。1914 年～1932・36 年の期間について、始良カルデラ下の浅い増圧源（5 km 深）と深い減圧源（18 km 深）によって地盤上下変動をモデル化すると、水準点の上下変動を概ね説明できる（図 4）。始良カルデラ下の浅い増圧源と深い減圧源によって、上下変動をモデル化できることは 1960 年～1968 年の期間でも同様である（図 5）。これまで、水準測量や GNSS 観測によって始良カルデラ下の圧力源は深さ 10 km 前



後に求められてきたが、これらの結果は、それよりも浅い場所及びさらに深い下部地殻付近の圧力源についても検討する必要があることを意味する。また、地盤変動がカルデラ中心から 50 km 付近まで検出できることは、カルデラ近傍の測量だけでは、深部に存在する圧力源を検出できないことを示す。

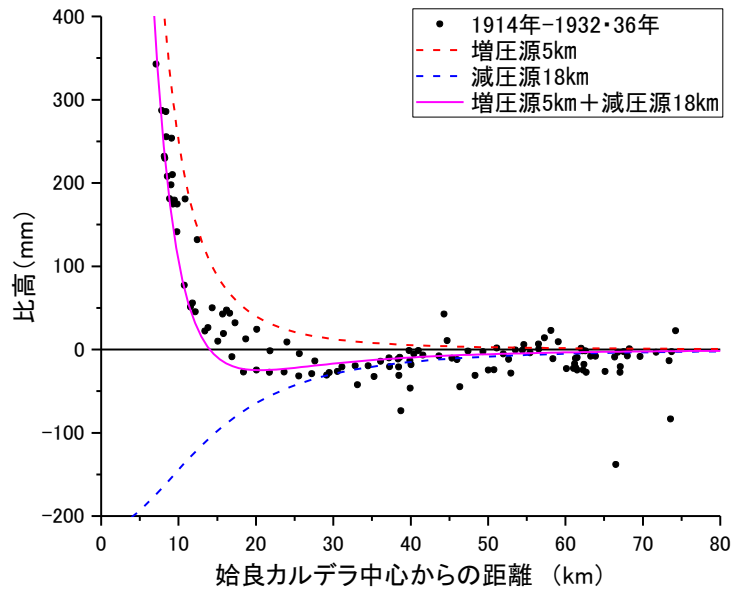


図 3.2.2-4 始良カルデラの中心からの距離と 1914 年～1932・36 年の期間の上下変動の関係

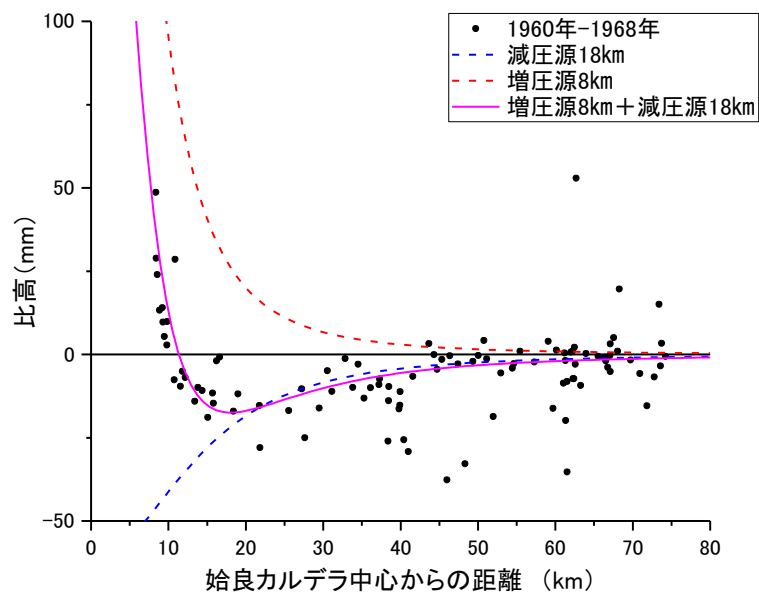


図 3.2.2-5 始良カルデラの中心からの距離と 1960 年～1968 年の期間の上下変動の関係

### 3.2.3 干渉 SAR 解析についてのレビュー

#### 【実施内容】

活動的カルデラの噴火可能性を把握するために、マグマの蓄積に伴う広域地殻変動をモニタリングするための観測手法やデータの評価も重要である。ここでは、衛星搭載の SAR (Synthetic Aperture Radar, 合成開口レーダ) データを用いた干渉 SAR 解析についての情報を整備した。

#### 【干渉 SAR について】

広域にわたり現地観測が容易ではない場所において、衛星データの利用は有効である。衛星データは、センサの特性、観測面積、空間解像度、観測頻度、運用期間などさまざまな制限があるとはいえ、衛星観測の特性である、広域性 (~ 数十 km<sup>2</sup> 程度)、周期性 (~ 10 日に 1 回) に加え、ある程度の期間にわたりデータがアーカイブされている点からも、時間変化をとらえる目的にかなっている。

衛星搭載の SAR データは、雲量に左右されず、広く地表の状況を把握するために有効である。SAR とは、人工衛星や航空機に搭載したアンテナを用いて地表に対しマイクロ波の照射と反射波の受信を連続的に行い、空間上にあたかも巨大なアンテナが存在しているかのように、高い分解能で地表の画像を得る技術である。SAR 観測を、異なる観測時期に行い、その差をとる (干渉) と地表面の変動を詳細にとらえることができる。干渉 SAR の実現性については早くから指摘されていたが、観測がほとんどなされていなかったことや、解析に際して大量の計算量と記憶容量が必要とされるため、1990 年代以前は一般には実用化されていなかった。しかし、1990 年代になって、SAR を装備した航空機や衛星が次々と実用化され、1992 年 Landers 地震に伴う地殻変動が ERS-1 (European Remote Sensing satellite-1) を用いて明らかにされた図が Nature の表紙を飾って (Massonnet et al., 1993) 以来、この手法が注目されることになった。それ以来、sub-cm の面的な変動をモニタリングするために、干渉 SAR 解析は広く様々な分野で活用されてきた (例えば、Massonnet and Feigl, 1998; Burgman et al., 2000; Rosen et al., 2000; <http://southport.jpl.nasa.gov/scienceapps/dixon/>)。この手法を、火山に適応した最初の例は、エトナ山の噴火に伴う山体収縮について Massonnet et al., (1995)が行ったものである。

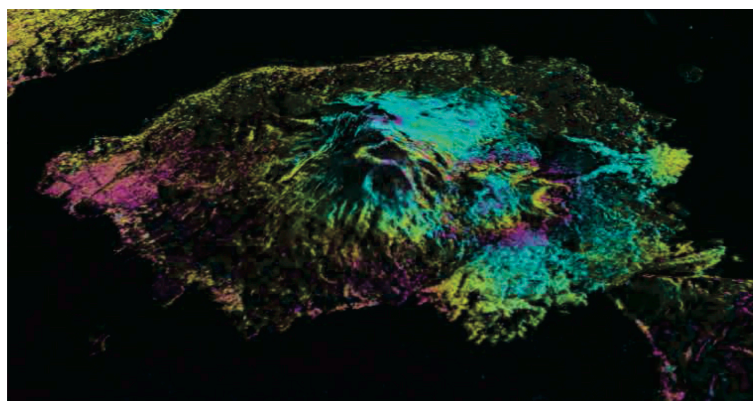


図 3.2.3-1: ALOS-2 (Advanced Land Observing Satellite 2) に搭載された PALSAR-2 (Phased Array type L-band Synthetic Aperture Radar) の干渉画像の例 (桜島を含む 2015 年 1 月 4 日と 2015 年 8 月 16 日のデータを使用)

その後、通常の干渉 SAR 解析の火山地域への適用（例えば、図 3.2.3-1）は、ある意味ではルーチンワークになりつつある。現在 226 火山の変動に関する情報は、web 公開されている Fournier et al., 2010;

[http://www.geo.cornell.edu/eas/PeoplePlaces/Faculty/matt/volcano\\_table.html](http://www.geo.cornell.edu/eas/PeoplePlaces/Faculty/matt/volcano_table.html).

干渉 SAR 解析は、地表変動を観測することのできる従来の測地技術とは、類似点も多いが、異なる点も多くあり、それぞれに長所・短所がある。衛星データを用いた宇宙からの測地技術として、干渉 SAR 解析とともによく利用される GNSS 観測との主な違いは、下記の通りである。

	干渉 SAR	GNSS
観測時間間隔	衛星ごとに ~ 10 日に 1 度程度	連続観測
観測範囲	面的 (~ 数十 km <sup>2</sup> )	測定点
次元	一次元 (衛星視線方向)	三次元
精度	~ 波長/10 程度	~ mm/year
地上観測	不要	必要

干渉 SAR は、ここで挙げたように、GNSS などと比較して、観測時間間隔の長さが問題とされることが多い。しかし、現在では、レーダが搭載された衛星により 1 日に 1 度程度は観測することが可能とされている (Simons et al, 2015 ; 図 3.2.3-2)。現時点ではこの期待値は 9 時間であるが、2020 年には 8 時間程度になることが予測されている。

また、観測への即応性も高まってきている。例えば、2015 年 5 月 29 日 9:59 (JST) の口永良部島の噴火に関しては、12:53 には ALOS-2 (Advanced Land Observing Satellite 2) に搭載された PALSAR-2 (Phased Array type L-band Synthetic Aperture Radar) による緊急観測が行われ、30 日に行われた火山噴火予知連絡会拡大幹事会に、その結果が提出されている。例えば、

[http://www.data.jma.go.jp/svd/vois/data/tokyo/STOCK/kaisetsu/CCPVE/shiryo/kakudai15053/0/10\\_chiri.pdf](http://www.data.jma.go.jp/svd/vois/data/tokyo/STOCK/kaisetsu/CCPVE/shiryo/kakudai15053/0/10_chiri.pdf).

さらに、人工衛星搭載の干渉 SAR では、連続観測はできず、繰り返してほぼ同じ軌道を飛び最低 2 時期のデータを取得する必要があるということにより、そのデータの継続性についても問題視されることが多い。しかし、1991 年の ERS-1 の打ち上げ以来、SAR データ数の増加・多様化に伴い、~ 10 年スケールの ~ mm - cm / year レベルの変動が干渉 SAR 解析で検知できるようになってきた。例えば、ERS-1, ERS-2, ENVISAT (ENVironmental SATellite) の 3 つの衛星を用い、18 年間にわたる ~ mm - cm / year の変動量が観測されている (Fialko and Pearse, 2012 ; 図 3.2.3-3)。

干渉 SAR 解析による地殻変動検出においては、大気遅延などに起因するノイズ成分を高精度に分離する手法が大きな課題の一つになっている。その手法の一つとして、多数の SAR データを同時に解析する干渉 SAR 時系列解析があり 2000 年頃より用いられるようになってきた。その解析は、干渉度が高いピクセルのみを抽出しそれらのピクセルでの変動を推定する PSInSAR

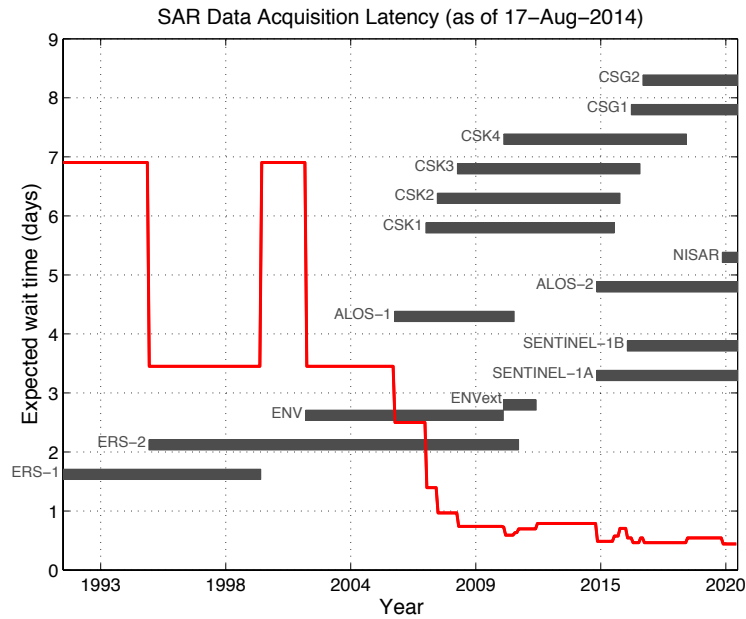


図 3.2.3-2 干渉 SAR の観測時間間隔の変遷 (Simons et al, 2015)

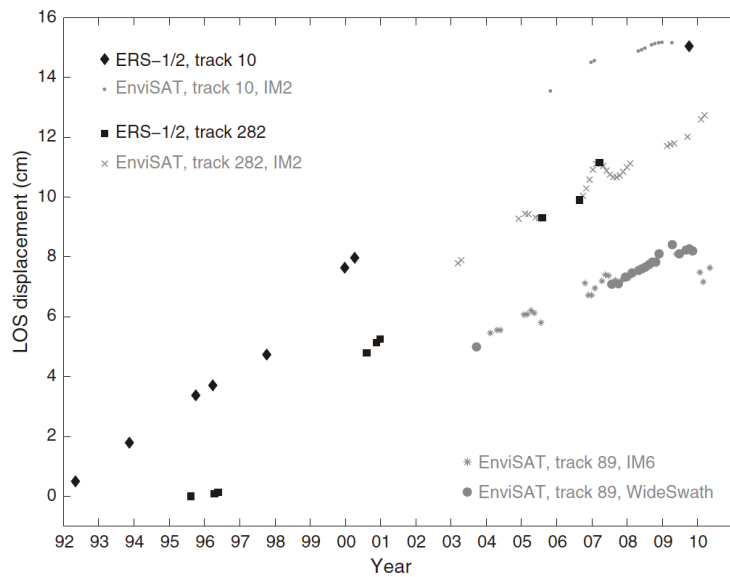


図 3.2.3-3 ERS-1, ERS-2, ENVISAT (ENVironmental SATellite)衛星を用いた観測例 (Fialko and Pearse, 2012)

(永続散乱体 SAR 干渉) 法 (Permanent Scatterer SAR Interferometry (例えば, Ferretti et al., 2001)) と短い垂直基線長及び短いデータ取得期間間隔の SAR 干渉画像を多数作成する SBAS 法 (Small BAseline Subset algorithm [例えば, Berardino et al., 2002]) などがあり, 両手法の統合的な解析方法もある (例えば, Hooper, 2008).

【干渉 SAR のへのカルデラ地域への適用】

火山地域における地表変動は, その深部におけるマグマや流体の移動などを示唆する. 噴火を伴わない変形が一般的なものかどうかを判断するためにも, ある程度の期間にわたり, 地表変形

のモニタリングを行うことは重要である。現地観測を行うことが困難な多数の火山のモニタリングは、干渉 SAR 解析により可能となった。Biggs et al. (2014) は、1991 年の ERS-1 打ち上げ後、干渉 SAR 解析により体系立てて 198 火山の地殻変動調査がなされたと報告している。この数は、1990 年代後半までになされた調査の 4 倍以上である。1992-2010 年の間に干渉 SAR 解析によって調査されたこれら 198 火山の中で 54 火山では変動が観測され、そのうち 25 火山は噴火したと報告されている。また ~10 年スケールで干渉 SAR 解析により体系的にモニタリングされなかった火山を含む 620 火山のうち、161 火山で変動が観測されているとも示している。Dzurisin (2003) は、干渉 SAR 解析により観測される非地震性の膨張は、~ 年-月程度の時間スケールの潜在的火山活動の指標であるかもしれないと指摘し、この考えはその後の研究により実証されている。例えば、Pritchard and Simons (2002) は、1992-2000 年の間、アンデス弧中部の約 900 火山について干渉 SAR 解析を行い、その地殻変動を明らかにしている。

カルデラ unrest (地震活動の活発化、重力変化、地殻変動、脱ガスなど) は、必ずしも噴火を引き起こさないが、噴火前には、unrest episode が観測されている。したがって、unrest episode について、観測データなどをまとめておくことは重要である。カルデラは、現在 446 ヶ所においてその存在が知られており、そのうち第四紀に活発であったのは約 225 ヶ所、さらにこれらのうち 97 ヶ所は完新世において活動が続いている (Acocella et al., 2015)。Acocella et al. (2015) は、1998 - 2014 年の間に観測データのある 42 ヶ所のカルデラのうち、80 % は測地学的データ (GPS, 干渉 SAR, 水準測量) により観測されており、さらにこれらの他、8 ヶ所については、干渉 SAR のみにより散発的な活動が観測されている、と報告している。

#### 【今後の展開】

現地調査を行うことなく、面的に、ある程度の期間の地表変動モニタリングが可能である干渉 SAR は、火山体の変動源の位置や体積変化の推定に有効である。時系列解析を行うことのできるデータが蓄積 (~数年) すれば、その精度は向上する。1991 年の ERS-1 の打ち上げ以来、四半世紀以上経過し、定常的に火山地域において干渉 SAR 解析が行われるようになった。干渉 SAR 解析は、噴火などのイベントに関してはツールの一つとして使用されるようにはなったが、噴火の間隔など火山活動のサイクルに比べると、観測期間はきわめて短い。今後は、PALSAR 2 データや Sentinel-1a のデータの蓄積を待ち、干渉 SAR 時系列解析なども活用することを考慮し、地殻変動モニタリングとして実用化するための具体的な検討を行う必要がある。また、人工衛星搭載型 SAR と同様、宇宙測地データである GNSS は、連続的・精密な三次元地殻変動観測が可能である。この両者の適切な使い分けや補完的な使用の検討も必要である。

なお、ALOS-2/PALSAR-2 データの所有権については、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) にある。

#### 文献

Acocella, V., R. Di Lorenzo, C. Newhall, and R. Scandone (2015) An overview of recent (1988 to 2014) caldera unrest: Knowledge and perspectives. *Rev. Geophys.*, **53**, 896-955, doi:10.1002/2015RG000492.

- Berardino, P., Fornaro, G., Lanari, R., and Sansosti, E. (2002) A new algorithm for surface deformation monitoring based on small baseline differential SAR interferograms. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **40**, 2375-2383.
- Biggs, J., Ebmeier, S.K., Aspinall, W.P., Lu, Z., Pritchard, M.E., Sparks, R.S.J., and Mather, T.A. (2014) Global link between deformation and volcanic eruption quantified by satellite imagery. *Nature* <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms4471>.
- Burgmann, R., Rosen, P.A., and Fielding, E.J. (2000) Synthetic aperture radar interferometry to measure Earth's surface topography and its deformation. *Ann. Rev. of Earth and Plan. Sci.*, **28**, 169-209.
- Dzurisin, D. (2003) A comprehensive approach to monitoring volcano deformation as a window on the eruption cycle. *Rev. Geophys.* **41**, 1-29.
- Ferretti, A., Prati, C., and Rocca, F. (2001) Permanent scatterers in SAR interferometry, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **39**, 8-20.
- Fialko, Y., and Pearse, J. (2012) Sombrero uplift above the Altiplano-Puna Magma Body: evidence of a ballooning mid-crustal diaper. *Science*, **338**, 250-252.
- Fournier, T.J., Pritchard, M.E., and Riddick, S.N. (2010) The duration, magnitude, and frequency of subaerial volcano deformation events: New InSAR results from Latin America and a global synthesis. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **11**, Q01003, doi:10.1029/2009GC002558
- Hooper, A. (2008) A multi-temporal InSAR method incorporating both persistent scatterer and small baseline approaches. *Geophys.Res.Lett.*, **35**, L16302, doi:10.1029/2008GL034654
- Massonnet, D., Rossi, M., Carmona, C., Adragna, F., Peltzer, G., Feigl, K., and Rabaute, T. (1993) The displacement field of the Landers earthquake mapped by radar interferometry. *Nature*, **364**, 138-142.
- Massonnet, D., Briole, P., and Arnaud, A. (1995) Deflation of Mount Etna monitored by spaceborne radar interferometry. *Nature*, **375**, 567-570.
- Massonnet, D., and Feigl, K.L. (1998) Radar interferometry and its application to changes in the Earth's surface. *Rev. Geophys.*, **36**, 441-500, doi:10.1029/97RG03139.
- Pritchard, M.E., and Simons, M. (2002) A satellite geodetic survey of large-scale deformation of volcanic centres in the central Andes. *Nature*, **418**, 167-171.
- Rosen, P.A., Hensley, S., Joughin, I.R., Li, F.K., Madsen, S.N., Rodriguez, E., and Goldstein, R.M. (2000) Synthetic aperture radar interferometry. *Proc. IEEE*, **88**, 333-380.
- Simons, M., Owen, S., Hua, H., Yun, S.-H., Agram, P., Sacco, G.F., Webb, F., Rosen, P., Lundgren, P., Fielding, E., Manipon, G., Moore, A., Liu, Z., Milillo, P., Riel, B., Milillo, G., Cruz, J., Polet, J., Samsonov, S. (2015) Using SAR and GPS (and Optical) for Hazard Management and Response: Progress and Examples from the Advanced Rapid Imaging and Analysis (ARIA) Project. ESA FEINGE Conference, Frascati, Italy, 23-27 March.