HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	水蒸気噴火前後に発生する火山性地盤変動の多様性
Author(s)	成田, 翔平
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(理学)
Dissertation Number	甲第13913号
Issue Date	2020-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k13913
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/78396
Type	doctoral thesis
File Information	Shohei_NARITA.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

博士学位論文

水蒸気噴火前後に発生する火山性地盤変動の多様性

(Variety of pre- and post-eruptive deformation associated with phreatic eruptions)

成田　翔平

北海道大学大学院理学院
自然史科学専攻　地震学火山学講座

令和 2 年 3 月

要旨

水蒸気噴火は，マグマを噴出しない噴火様式であり，火山の浅部に発達した熱水系において発生することが多い。 この噴火の前後では熱水系の圧力変化が起こると考えられ，地表では地盤変動が観測されると期待される。 近年，衛星搭載型の干渉合成開口レーダー(Interferometric Synthetic Aperture Radar: InSAR)に代表される宇宙測地観測により,多くの非噴火期の火山において地盤変動が捉えられているが，実際に噴火に至った例を詳細に調べた例は依然少なく， 噴火前後の熱水系の状態に関して未解明な点が多い。 本研究では，水蒸気噴火の発生前後における浅部の力学的・熱的状態の詳細な理解をめざし，InSAR により得られた地盤変動データをもとに,噴火に先行する熱水系の増圧過程および噴火後の緩和過程の研究を行った。

水蒸気噴火の前駆的な地盤変動は，増圧の深度が浅いことからその範囲は局所的となるため，火口近傍観測が充実していない限り，噴火前に十分な精度で検知することが困難な場合が多い。 そのため，噴火前の浅部の増圧過程の観測事例は極端に少ないが，近年，高空間分解能の SAR データを用いて噴火に至るまでの地盤変動の時空間発展を追跡した研究も出始めている。 例えば，箱根火山 2015 年噴火前には,噴火10ヶ月前からの膨張の時空間発展が詳細に追跡されており,こうした観測が噴火開始地点の予測に有効である可能性が指摘されている。ただし，依然事例がごく少ないため，先行研究で見られた現象の普遍性や特異性については不明点が多い。 本研究では，噴火に至るまでの増圧過程の観測事例を増やし，かつこの間の地下浅部の圧力状態の推移の把握を目的として，2018 年にごく小規模な水蒸気噴火が発生した霧島硫黄山の2014 年から 2018 年までの 4 年間にわたる SAR データを解析した。この際，衛星 SAR に加えて航空機 SAR データを併用し，異なる 5 つの軌道から得られた干渉画像を用いることで，衛星 SAR だけでは取得が困難な局所変動の 3 次元変位場の推定を試みた。3 次元変位場は,2014 年 8 月から 2016 年 8 月と,2016 年 8 月から 2017 年 9 月の 2 つの期間において推定された。 前者では膨張の空間パターンが硫黄山中央の噴気孔群を中心にほぼ軸対称であったが，後者では明らかに非対称なパターンを示しており，変動の空間分布に時間変化が見られた。 2016-2017 年では，最大隆起地点が 2014-2016 年時よりも南側に約 70 m 移動しており，さらにその付近は変位の空間勾配が大きく，空間スケールも局所化した。さらに，この移動した最大隆起地点のごく近傍において，新たな火口列が形成され 2018 年噴火が発生しており，こうした現象は箱根火山 2015 年噴火前にも見られている。モデル推定の結果,2014-2016 年の変位は一枚の水平な開口クラックで説明できた。 このモデルを 2016-2017 年に対して適用すると，全体の膨張パ

ターンは再現できたが，やはり南側の局所的な膨張のパターンは残った。これは，明らかに 2014-2016 年の変動よりも浅い部分に別の高圧部分が形成されていることを示唆している。また，衛星 SAR のみで 2017 年 9 月から 2018 年 4 月 10 日までの 2.5 次元変位を推定すると，16-17 年とほぼ同様の膨張パターンがみられ，その中心の位置は 16-17 年と変わっていない。衛星 SAR のみを用いて，2014 年から 2018 年まで 1-2 ヶ月おきの変位時系列に着目すると，この膨張中心の移動は 2017 年 4 月末に起こっていることから，この付近で 2017 年 4 月 26 日に発生した土砂噴出とほぼ同期して南側の局所的な膨張が始まったと考えられる。さらに，これらの観測事実と他の地球物理観測や熱，地球化学観測を比較・統合することで，噴火に至るまでの地下の圧力状態の推移について議論した。最後に，このような膨張の空間分布の時間発展や変動速度の時間発展を，他火山と比較し，その共通点や相違点について議論した。

上述したように，噴火前の SAR データ観測事例はごく限られている。一方で，噴火後の減圧過程に関する測地観測事例はいくつか存在し，浅部の減圧を反映した局所的な沈降とそれに関係していると考えられる活発な噴気活動が普遍的に見られる。しかし，両者の関係を定量的に考察した事例はごくわずかであり，筆者の知る限りでは九重山 1995 年噴火のみである。本研究は噴火後の地盤変動と噴気活動との物理的な関係を明らかにすることを目的とし，噴火後に他項目の観測がなされた御嶽山 2014 年噴火に着目し，測地および熱観測データを解析し両者の定量的な比較を行った。御嶽山では SAR と GNSS から，2014 年の噴火以降，山体の浅部(火口直下 500 m)と深部(火口直下 3-6 km)でそれぞれ収縮が継続しており，この収縮の原因と考えられる火口からの活発な噴気放出も継続している。先行研究で推定されたこれらの収縮源モデルと新たに加えた噴気データを用いて，浅部と深部の収縮体積と噴気の放水質量の時系列を比較した。その結果，浅部の収縮は，深部の収縮と放水の時間関数と大きく異なり，浅部収縮は指数関数のみで，一方深部収縮と放水は指数関数と一次関数の組み合わせで表されることがわかった。また，指数関数項の緩和時間は，深部の収縮と放水では 20-50 日程度と同程度であるのに対し，浅部収縮では 379-641 日であった。このような深部収縮と放水の時間的な特徴の類似性は，噴気として放出されている質量のほとんどが，顕著な地盤変動を引き起こしている浅部収縮源ではなく，GNSS 基線にわずかな変動(〜1.5 cm)を引き起こしている深部のソースに由来することを示唆する。そこで，火口から放水量が浅部および深部収縮源からの流体放出量の足し合わせであると仮定し，3 者間の質量収支を定量的に推定した。その結果，深部収縮源からの放水量は全放水量の 7 割以上を占めることが明らかとなった。さらに，推定された質量収支と SAR から推定された体積変化量をもとに，浅部収縮源内の流体の熱力学的状態の検

討を行った。 この検討と電磁気探査や水文学，熱，地球化学的な知見も参照することで，浅部収縮源は液相に卓越する流体溜まりに対応すると解釈した。 また，浅部および深部収縮における減衰の時定数の違いを，噴火時の爆発的な流体放出への関与の度合いの観点から説明を試みた。 さらに，2014 年噴火後 3 年間の放熱過程が 2007 年マグマ貫入イベントおよびそれに引き続く熱供給によって駆動されている可能性も議論した。

最後に，御嶽山 2014 年噴火と霧島硫黄山 2018 年噴火の前後の地盤変動の時系列と他の火山の事例も併せて比較することで，水蒸気噴火前後における地盤変動の時間推移を 2 つのタイプに分類した。 さらに，これらのタイプごとに，圧力源深さや力学的・電磁気学的に推定される地下構造，噴火前後での噴気活動や地震活動の変化，深部へのマグマやマグマ性流体の貫入頻度などを比較することにより，これらのタイプの違いを生じる物理的な要因について議論した。

目次

第 1 章　はじめに 1
1.1　水蒸気噴火について 1
1.2.1　水蒸気噴火とは 1
1.2.2　水蒸気噴火の準備過程に関する研究の現状 1
1.2.3　水蒸気噴火の緩和過程に関する研究の現状 4
1.2　火山研究における SAR の重要性 4
1.3　本論文の目的と構成 6
第 2 章　水蒸気噴火の準備過程の測地学的研究 8
2.1　はじめに 9
2.1.1　水蒸気噴火の準備過程の地球物理学的研究 9
2.1.2　衛星 SAR を用いた水蒸気噴火研究 11
2.1.3　航空機 SAR の有用性 13
2.2　霧島硫黄山の活動史と 2018 年噴火までの推移 15
2.3　第 2 章における研究目的 16
2.4　InSAR データと解析手法 17
2.4.1　ALOS－2 データと解析手順 17
2.4.2　Pi-SAR-L2 の観測概要と解析手順 18
2.4.3　3 次元変位場および 2.5 次元変位場の推定方法 19
2.5　干渉解析および 3 次元変位場推定の結果 20
2.5.1　3 次元変位場解析に用いる干渉画像の解析結果 20
2.5.2　2014 年から 2018 年噴火直前までの 3 次元および 2.5 次元変位場 20
2.5.2.1　2014 年 8 月―2016 年 8 月 21
2.5.2.2　2016 年 8 月―2017 年 9 月 21
2.5.2.3　2017 年 9 月―2018 年 4 月 22
2.6　力源モデルの推定 22
2.6.1　2014 年 8 月―2016 年 8 月 23
2.6.2　2016 年 8 月―2017 年 9 月 25
2.6.3　2017 年 9 月―2018 年 4 月 25
2.7　ALOS-2 データから得た変動の詳細な時系列 25
2.8　議論 26

2.8.1　3 次元変位場の時空間発展の解釈 26
2.8.2　2016－2017 年の局所的な膨張への塑性変形の寄与 27
2.8.3　隆起ピーク位置と火口形成位置の関係 27
2.8.4　膨張の発生メカニズム 29
第 3 章　水蒸気噴火の緩和過程の測地学的研究 53
3.1　水蒸気噴火後の緩和過程の地球物理学的研究 54
3.2　御嶽山 57
3.2.1　噴火史の概要 57
3.2.2　1979 年噴火の概要 57
3.2.3　地球物理観測により捉えられた 2007 年噴火およびダイク貫入 58
3.2.4　2014 年噴火の病像と噴火後の地盤変動 59
3.3　第 3 章における研究目的 62
3.4　データと手法 63
3.4.1　浅部収縮減の時系列データ 63
3.4.2　深部収縮減の時系列データ 63
3.4.3　噴気画像データと plume-rise 法 64
3.5　浅部収縮，深部収縮および放水の時系列の比較 66
3.5.1　解析結果 66
3.5.2　緩和時間の乖離の原因 66
3.6　噴気―浅部収縮源―深部収縮源の間における質量収支の推定 68
3.6.1　仮定と手法 68
3.6.2　質量収支の推定結果 69
3.7　議論 70
3.7.1　収縮の原因 70
3.7.2　収縮源内の流体の熱力学的状態に対する制約 70
3.7.3　深部収縮源の描像とその深さ範囲 74
3.7.4　2014 年噴火後の放熱過程と 2007 年マグマ貫入の関係 75
3.7.5　収縮の時定数の意味 76
3.7.6　今後の活動の推移予想と将来の噴火に向けた展望 77
3.8　Appendix 79
Text S1　流体の圧縮性が放水の時間関数に与える影響の評価 79
Text S2　圧力源の圧縮率の値の推定 82

Text S3　浅部収縮源内の流体物性の推定に対する多孔質弾性の影響 84
第４章　全体を通しての議論と今後の課題 119
第５章　結論 133
謝辞 134
参考文献 137

第1章　はじめに

1.1　水蒸気噴火について

1.1.1　水蒸気噴火とは

水蒸気噴火は，噴出物中に本質物を含まない噴火様式であり，地下浅所で熱せられた水蒸気や熱水が急激に気化または膨張することで周囲の母岩を破砕・投出する現象である。 噴火規模は最大でも VEI(Volcanic Explosivity Index; Newhall and Self, 1982)が 2 程度と，爆発的なマグマ噴火ほど大きくないものの，その噴出率はブルカノ式噴火に匹敵することもあり(中道・青山，2016)，火口近傍の構造物や人命に甚大な被害を及ぼす。 日本国内では，1900-2015 年までの 116 年間で 36 の火山において 116 の噴火事例があり（及川ほか，2018)，ごく普遍的な噴火様式であると言える。 社会的被害の大きかった噴火としては，山体崩壊に伴う岩屑なだれにより死者 477 名の被害をもたらした磐梯山 1888 年噴火，火口近傍での噴石の直撃により死者・行方不明者 63 名の被害をもたらした御嶽山 2014 年噴火，スキー場での噴石被害により死者 1 名をだした草津本白根山 2018 年噴火などが挙げられる。

「水蒸気噴火」は，日本国内では，非マグマ性噴火(non-magmatic eruption)をさすことが多く，その英訳語として“ phreatic eruption ”が当てられることが多い。 いくつかの文献において個々に“phreatic erutpion”が定義され，その共通の定義は本質物が噴出しない点である（例えば，Barberi et al., 1992; Browne and Lawless; 2001; 大場，2011; 及川・他，2018)。 しかし，その定義の細部は文献によって異なる。 例えば，Barberi et al. (1992)は，熱せられた状態で地下に存在する水蒸気またはガスがなんらかの原因で急膨張して爆発するものを phreatic eruption と呼称している。 Browne and Lawless (2001)は，マグマが地表付近の低地下水に直接触れることで水を突沸させ，周囲の母岩のみを放出する現象を phreatic eruption と呼称している。 彼らは，非マグマ性噴火の別の噴火様式として，熱水系のエネルギーのみで自噴する hydrothermal eruption，さらに，マグマが熱水系に貫入し直接触れることにより熱水系のエネルギーが一気に解放される magmatic hydrothermal eruption を挙げている。この区分は，地下の水が高温状態であったか否かに加えて，マグマと水が直接触れるかどうかという基準に主に拠っている。 しかし，マグマとの接触の有無を観測や地質記録から判定することは容易ではないため，これら 3 タイプの噴火様式の判別は困難であることが多い（大場，2011)。 よって本論文では，大場(2011)や及川・他(2018)に則り，「水蒸気噴火」を単に非マグマ性噴火と同義の現象を指す語として用いる。

1.1.2　水蒸気噴火の準備過程に関する研究の現状

水蒸気噴火に先行して，活発な地震活動や微動，地熱活動，火山ガスや熱水活動の活発化，地盤変動など様々な現象が観測され，特に地盤変動を捉えられる測地観測はその中でも重要な観測項目の一つである。 地盤変動は一般に地下の圧力変動を反映しており，測地観測データの解析からは，地盤変動を引き起こす力源に関する様々な情報が得られる。 例えば，噴火に寄与した流体の上昇過程(クラック状火道の形成)や蓄積過程，さらに，それらを特徴づける重要なパラメータである流体溜まりの位置・巨視的な形状・体積変化量などが推定可能である。 水蒸気噴火に先行する地盤変動は噴火の数分前に顕著になることが多く(例えば，Aoyama and Oshima, 2015; Kato et al. 2015; 中道・青山, 2016; Maeda et al., 2017; Caudron et al. 2018; Honda et al., 2018)，傾斜計や広帯域地震計による傾斜変動や井戸や歪み計による歪み変化が多くの火山で観測されている（例えば，Ruapehu 火山 2007 年，雌阿寒岳 2008 年，Tongariro 火山 2012 年，御嶽山 2014 年，箱根火山 2015 年, White Island 火山 2016 年，草津本白根山 2018 年噴火)。

また，地盤変動ではないものの，水蒸気噴火に先行する重要な力学現象として超長周期地震(VLP: Very Long Period events)の存在も挙げられる。 水蒸気噴火に先行する VLP の発生要因はいくつか提案されており，例えば，地下深部からの熱供給率の増加に呼応した水の沸騰（Nakamichi et al., 2009; Maeda et al., 2015a；Maeda et al., 2017)や流体の急激な上昇に伴うクラックの開口(例えば, Maeda et al., 2015b)，流体注入に伴う膨張およびそれに引き続く流体の放出過程を反映した収縮(例えば，Kaneshima et al., 1996; Jolly et al., 2010; Maeda et al., 2015a)などが挙げられる。 これらの VLP は閉鎖系もしくは閉鎖系に近い状態にある火山で水蒸気噴火前に発生することが多いことから，熱水系の発達した火山における VLP の発生は，水蒸気噴火の発生を促進する方向に寄与するであろう熱水系の増圧を示唆していると指摘されている(Stix and de Moore, 2018)。 また，多くの場合, VLP は噴火発生の数時間～数秒前までの噴火のごく直前に観測される。 例えば，御嶽山 2014 年噴火では噴火 25 秒前から(Maeda et al., 2015b), Ruapehu 火山では噴火数分前から(Jolly et al., 2010)，阿蘇山 1996 年水蒸気噴火では噴火の 100-200 秒前(Kaneshima et al., 1996)に VLP が発生している。 このことから, VLP の発生は，噴火開始条件の整う直前もしくは地表に上昇・噴出しようとする流体の移動過程などの噴火の開始時を見ていると考えることもできるであろう。 ただし，例外的に，噴火の 1 ヶ月以上前に発生した事例もある。 例えば，御嶽山 2007 年噴火では噴火の 2 ヶ月前に VLP が発生している（Nakamichi et al., 2009)。 また, White Island 火山では，2012 年 8 月から 2013 年 10 月にかけて発生し

た水蒸気噴火に先行して, 2011 年 8 月に VLP が発生したが(Jolly et al., 2017), これらの現象が直接噴火をトリガーしたかどうかについては明らかにされていない。

傾斜変動や VLP は噴火直前に発生することが多いため, 傾斜・地震・歪み観測は, 噴火が発生するまでのごく短い時間スケールの先行現象の検知には有効である。ただし, これらの観測は, それよりも長い時間スケール(月-年単位)で進行する現象に対しては感度が低い。 いくつかの研究から, 深部のマグマの脱ガス活動や火道浅部の浸透率の時間変化などに起因して, 月-年単位のより長い時間スケールでも水蒸気噴火に先行する増圧が進行することが指摘されてきている。 例えば, Germanovich and Lowell (1995)は, 地下数 km に貫入したマグマからの熱供給で浅部に熱水系が発達する状況を想定しており, この貫入マグマからの継続的な熱供給によって熱水系が膨張・増圧しつづけると, 過剰圧が母岩強度を越えて無数のクラックが形成され地表に到達した際に噴火が発生する, という直感的な概念モデルを提案している。また, 数値計算の立場からは, 深部からの流体供給率が一定であっても, 火道浅部がなんらかの原因により閉塞し火道内浸透率が低下すると, その直下では増圧が進行し, 水蒸気噴火の発生を促進するセンスに働くことも指摘されている(Tanaka et al., 2017; Tanaka et al., 2018)。 地球化学観測からも, 単体硫黄やシリカ, 粘土鉱物, 熱水変質鉱物などの析出により火道閉塞が進行することで, 火道下の熱水系の増圧が促進され, 水蒸気噴火の発生に寄与することが指摘されている (例えば, Christenson et al., 2010; de Moore et al., 2016a)。 Stix and de Moore (2018)は, 火道閉塞の有無に着目し, 複数火山の地球物理・地球化学的見地をコンパイルすることで, 水蒸気噴火を 2 タイプに大別している。一つ目が, “phreato-vulcanian”タイプである。これは, 火道閉塞により閉鎖系となっている熱水溜まりに対して, 深部のマグマから離溶した流体が間欠的に供給されることで, 増圧が促進され噴火に至るというモデルである。 閉鎖系で圧力が蓄積し噴火に至るという点が, ブルカノ式噴火の前に蓋状構造の下に高圧のガスが蓄積する点と類似することから”phreato-vulucanian” と名付けられている。 2 つ目は, “phreato-surtseyan”タイプである。 これは, 比較的開放系に近い状態の水環境(例えば, 火口湖を有する火山など)に対して, マグマや高温ガスが注入することで発生するタイプの噴火であり, Browne and Lawless (2001)が提唱する”phreatic eruption”の定義に近い。 ただし, この種の噴火が発生するのは, “phreato-vulucanian”タイプの噴火が発生する環境に比べてより開放系に近い環境であることが多いため, 噴火前に熱水系の明瞭な増圧が観測されることは少ない, もしくは観測されたとしても膨張の規模やレートは閉鎖系の火山に比べて小さくなると考えられる。このように, 噴火に先行して, なんらかの原因で山体浅部の熱水系が増圧すると, 地表では地盤変動が少なからず捉

えられることが期待される。 近年，箱根火山では 2015 年水蒸気噴火の約 10 ヶ月前から，火口近傍で膨張性の地盤変動が進行していたことが明らかにされ，世界で初めて水蒸気噴火の前兆的な地盤変動が明瞭に検出され，その時空間発展が噴火発生まで詳細に追跡された（Kobayashi et al., 2018)。 しかし，このような水蒸気噴火前に進行する増圧過程の詳細な観測事例は極めて少なく，水蒸気噴火の準備過程に関しては依然不明な点が多い。 本研究では，月-年単位で進行する地盤変動に着目し，霧島硫黄山の 2018 年噴火を対象とし，噴火に至るまでの変動の時空間発展を詳細に追跡することで，地下で進行した増圧過程の解明を試みる。

1.1.3 水蒸気噴火後の緩和過程に関する研究の現状

上述した通り，これまで多くの研究が，水蒸気噴火の発生予測に資することを目標として，噴火前や噴火時の現象に着目している。その反面，水蒸気噴火が発生した後の緩和過程を詳細に調べた研究事例はごく限られる。 噴火後の緩和過程は，現象として地味であり，防災上の観点からも噴火の切迫性が減るセンスであることから，噴火現象や噴火前の前兆現象ほど注目されない。 しかし，噴火後の地下の状態を把握することは，次の噴火に向けた準備過程を理解する上でも基本的な情報(圧力源の情報や震源分布など)をもたらすため，噴火発生後の緩和過程の研究も極めて重要である。 大分県の中西部に位置する九重山では 1995 年に水蒸気噴火が発生しており，この噴火後の緩和過程は，筆者が知る限り，水蒸気噴火後の挙動が世界でもっとも時空間的に密に観測された例である。 この噴火の直後から，地盤変動や地震などの物理観測や熱観測，地球化学，地球電磁気観測など多項目の観測が継続して行われており，地盤変動や地磁気観測にいたっては 1995 年から現在まで実に 20 年以上の長期にわたり継続されている（例えば，中坊ほか, 2002; 橋本ほか, 2002; 江原ほか, 2003; Nakaboh et al., 2003; 橋本, 2015; 森ほか, 2019)。 橋本ほか(2002)は，噴火後の地下浅部の冷却が永遠につづくことはあり得ないため，いずれかの時点で止まって再び蓄熱過程に入り，つぎの噴火が発生すると予見した。 この放熱過程は収縮性の地盤変動との相関が非常によいことから，噴火後の流体放出に伴う減圧過程から，いずれかの時点で流体の蓄積に伴う増圧過程に移行し，次の噴火の準備過程に入るとも考えられる。 実際，2013 年から地盤収縮が膨張に転じ，ほぼ同時に磁気変化も帯磁から消磁に反転した(森ほか, 2019)。 九重山のように，水蒸気噴火後の緩和過程から次の噴火の準備過程までが，長期間モニタリングされている火山はごく稀である。 現時点では，噴火直後から次の噴火の準備過程に入るまでの期間の研究が手薄であり，噴火の準備過程に焦点を当てた研究に比べて事例が著しく少ない。本研究では，御嶽山の 2014 年噴火を対象とし，噴火後約 3 年間

にわたる緩和過程に焦点を当て，測地および熱観測データを用いることで，噴火後の山体収縮と活発な流体放出の過程を詳細に調べる。

1.2　火山研究における SAR の重要性

噴火の準備過程や噴火後の緩和過程の地盤変動を研究する上で，近年活躍しているのが合成開口レーダー(Synthetic Aperture Radar: SAR)である。SAR は対象物に向かってマイクロ波を照射し，その後方散乱波を観測する能動型レーダーである。 レーダーのプラットフォームの多くは地球観測衛星であるが，航空機搭載型や地上設置型なども存在する。 水準測量や光波測距，GNSS(Global Navigation Satellite System)などの既存の測地観測手法に対して，SAR が優れている点として ①地上観測点の設置が不要である，②数 10km から数 100km までの広範囲を面的にカバーできる，③メートルオーダーの高い空間分解能を有することなどが挙げられる。 SAR の観測量は散乱波の複素振幅であり，実部の二乗は散乱強度を，虚部は位相情報を有する。特に地殻変動観測の観点からは，レーダーから地表までの距離変化の情報を持つ位相情報が重宝される。各画像の位相自体は，地表の各分解能幅内の散乱特性の違いによって，空間的にほぼランダムに分布する。 しかし，異なる時期に取得された 2 枚の SAR 画像の位相差分をとると，この期間における位相差の空間分布が得られる。 地表面に散乱特性の顕著な時間変化が無く，かつ，この期間内に地震や火山の活動に起因するなんらかの地表変動が発生している場合，それを干渉画像内に位相差として見いだすことができる。

このように位相差の空間分布をマッピングする手法は SAR 干渉法(SAR interferometry: InSAR)とよばれ，1990 年代からこれまでに，多様な火山現象(噴火前のマグマ蓄積過程，噴火時のマグマ放出，噴火後のマグマ溜まりの減圧や溶岩流・溶岩ドームの冷却収縮など)に伴う地表変動を捉えており，火山現象の力学的な理解に多大な貢献をしている(例えば，Wick et al., 2002; Lu et al., 2010; Sigmundsson et al., 2015; Froger et al., 2015; Smittarello et al., 2019)。近年では，力学的な研究だけにとどまらず，SAR から得られる圧力源に関する運動学的情報と物質科学的に得られる噴出物の物理化学的情報を組み合わせることで，噴火に関与したマグマ溜まりの深さや熱力学的な状態の推定を試みた研究も出始めている（例えば, Jay et al., 2014; Delgado et al., 2019)。 このように, SAR による地表変動観測は，多岐にわたる火山現象を理解するために現代の火山学にとって必要不可欠な存在となっている。

これまでの SAR による地表変動研究のターゲットは，変動の空間スケールや変動量の比較的大きなマグマ噴火に関係する現象であったが，水蒸気噴火の発生に関連した，10-1000m 程度の空間的に小さな変動の検出事例も徐々に報告されるようになっ

てきた (Hamling et al., 2016; Hamling, 2017; Doke et al., 2018; Kuraoka et al., 2018; Kobayashi et al., 2018; Kobayashi, 2018; Miller et al., 2018)。 こうした局所的かつ低速度の変動の検出には，レーダーセンサーの技術向上や衛星の運用計画の向上による同一地域の観測高頻度化，SAR 画像の解析技術の進歩によるところが大きい。例えば，回帰周期の短縮による観測の高頻度化や，多軌道からの観測による変動の 3 次元分布の推定可能性の向上，x バンド(波長: 2.6 cm)から L バンド(波長: 24 cm)までの様々な波長帯を用いたレーダーセンサーの登場，InSAR 解析時の大きなノイズ源となりうる大気遅延成分の低減手法の進展(例えば, Yu et al., 2018)，複数の干渉画像を用いて変動速度の精密な推定を行う時系列解析技術の進歩(Osmanoglu et al., 2016)などが挙げられる。 本研究では，衛星 SAR や航空機 SAR などのマルチプラットフォームの SAR データを用いる。また，高頻度で取得された衛星 SAR の観測データをもとに，水蒸気噴火に関連した地盤変動の詳細な時間発展の推定も行う。

1.3 本論文の目的と構成

本研究では，SAR データを用いて水蒸気噴火の前後に進行する地盤変動を検出し，ほかの観測量と比較することを通じて，噴火の準備過程から噴火後の緩和過程までを総合的に理解することをめざす。

本論文は以下のように構成される。第 2 章では，水蒸気噴火の準備過程に着目した地盤変動研究を行う。 箱根火山 2015 年噴火に見られたような事例の普遍性を検証するために， 2018 年に水蒸気噴火が発生した南九州の霧島硫黄山を対象に InSAR 解析を行う。 この際，衛星 SAR データだけでなく，航空機 SAR データも併用することで，従来よりも詳細な 3 次元変位場の検出を目指す。また，得られた変位場の時空間変化を追跡し，力源のモデル推定や他の観測量との比較を行うことで，この変動と噴火との関係や地下の圧力状態の時空間発展を考察する。 第 3 章では，水蒸気噴火の発生後の緩和過程の研究として，2014 年に噴火した御嶽山を対象に，衛星 SAR データと噴気の熱観測データの解析を行う。 解析された測地データおよび噴気データの比較から，噴火後に収縮する流体溜まりと火口から放出される噴気間の単純な質量バランスの推定を行う。さらに，推定された質量収支をもとに，浅部の収縮源の熱力学的状態の考察も試みる。 第 4 章では，いくつかの火山における噴火前後の地盤変動の挙動を比較・分類し，挙動の違いを生み出す物理的な背景を考察する。また，本研究で浮き彫りになった今後の課題および将来の研究の方向性を示す。

第 2 章　水蒸気噴火の準備過程の測地学的研究

－　衛星 SAR および航空機 SAR の併用による

霧島硫黄山 2018 年噴火の前駆的な浅部膨張過程　－

2.1 はじめに

2.1.1 水蒸気噴火の準備過程の地球物理学的研究

力学的・物理化学的な考察から，様々な時空間スケールで水蒸気噴火に先行した地下の増圧が指摘されている。 例えば, Germanovich and Lowell (1995)は理論的な考察に基づき，水蒸気噴火発生の要因として，マグマからの熱供給による熱水系の熱膨張・増圧を挙げている。 膨張に伴いクラック内の間隙水圧が増加し，過剰圧が母岩の引っ張り強度を越えると，クラックの伸展が始まり，それがクラック内の水を急激に減圧・沸騰させ，クラックの伸展に正のフィードバックがかかる。 伸展しつつあるクラック同士の連結によりネットワークが形成され，それが地表に到達すると水蒸気噴火が発生する，と彼らの概念モデルでは考えられている。このモデルに基づくと，噴火にむけて徐々に増圧が進行し，さらに噴火直前には急激なクラックの膨張・伸展するため，火山性地震の増加や膨張性の地盤変動が期待される。 一方, Thiery and Mercury (2010)は，物理化学的な立場から，水の相の熱力学的安定性に着目し，スピノーダル分解が噴火の爆発性に関係があることを指摘している。 スピノーダル分解とは，ある温度・圧力状態にある水が過飽和状態の限界(液相の過熱限界は大気圧下では約 300℃)に達した際に起こる急激な相転移であり（Debenedetti, 1996)，火山では熱水が急激に過熱・もしくは減圧されることにより発生すると考えられている（Thiery and Mercury, 2010)。 爆発強度を単位時間あたりの気相生成率と定義すれば，スピノーダル分解による爆発のほうがそうではない気泡形成に拠る爆発よりも大きな爆発強度を有すると予想され，前者を super-spinodal 的な爆発，後者を sub-spinodal 的な爆発と呼ぶ(Thiery and Mercury, 2010)。 このような爆発的な水の沸騰に伴い，地下では，急激な増圧を反映した時定数の短い力学現象（例えば，地震活動の活発化や VLP など)が発生すると予想される。 広帯域地震計を用いた火口近傍観測により，浅部の熱水系で急激な沸騰を反映したと考えられる VLP が観測されており(例えば, Nakamichi et al, 2009; Maeda et al., 2015a)，一部では VLP の発生と水のスピノーダル分解との関係に触れて，観測された爆発のスピノーダルの regime を議論した研究事例も出始めている(Caudron et al., 2018)。このように，水蒸気噴火の前兆と考えられる，比較的短時間の増圧に関する現象については，近年その報告例が徐々に蓄積している。

一方，より時定数の長い変動(日-年)が，GNSS や水準測量，光波測距などの測地観測により捉えられた例もある。北海道駒ヶ岳では, 1996, 1998, 2000 年に水蒸気噴火が発生しており，この際，水準測量や GPS 観測，光波測距，重力観測などが行われた。Iwashita et al. (2005)は，広域の GPS 観測から 2000-2002 年において山体全体の膨張を検出し，深さ 10 km 以浅にマグマ性の膨張源を推定した。 Jousset et al. (2000)は，

山頂付近の繰り返し重力観測，光波測距, GPS 観測, 1m 深地温観測などを組み合わせることにより，山頂付近の沈降およびそれを差し引いた正味の重力増加を観測した。 これによると，重力増加は山体浅部へのマグマ貫入に伴う質量増加を，沈降は浅部の帯水層がマグマからの熱供給により蒸発・減圧する過程を見ていることが定量的に示された。ただし，これらのデータでは，水蒸気噴火に至る原因となった山体浅部の圧力変動までは議論できなかった。

雌阿寒岳では，2008 年の噴火前後で大小様々な空間スケールで先行する増圧過程が捉えられた。 Takahashi et al. (2012)は井戸の地下水位記録から，2008 年 1 月 10 日に山体浅部(海抜 0-0.5 km)で発生した群発地震に先行して，2008 年 1 月 9 日から火山性の変動によると考えられる水位変動を見いだした。 力源の感度検定により，深さ 10km 以上の比較的深い場所での収縮が発生したと解釈された。 この収縮に引き続き，VT 地震が帯水層と考えられる深さで発生したことから，この深い場所での収縮は浅部に揮発性成分を急激に放出したことに起因すると解釈された。 一方，火口近傍の傾斜計データからは，2008 年噴火のごく直前に，ごく浅部から地表までの間にダイク状の火道の開口が推定されている（Aoyama and Oshima, 2015)。このような噴火時の流体経路の増圧を反映したような，クラック状のソースは Mayon 火山 2013 年噴火(Maeda et al., 2015a)，御嶽山 2014 年噴火(Maeda et al., 2015b; Maeda et al., 2017)，箱根火山 2015 年噴火(Honda et al., 2018)など多くの火山で報告事例が近年増加している。

New Zealand の White Island 火山では，1967 年から 2008 年の長期間にわたって，島内 1.2km というごく狭い範囲内で水準測量が高頻度(3-4 ヶ月に 1 回)に実施されており，水蒸気噴火もしくはマグマ水蒸気噴火前後の隆起・沈降過程が観測されている(Peltier et al., 2009)。 彼らの観測網はかなり稠密だが，それでも，噴火ごとに変わる隆起中心の位置は捉えきれない場合があるほど，変動は局所的でソースも浅いことがわかっていた（火口下 200-300 m)。 ただし，水準測量では上下成分しか得られないため，ソースの形状や深さにかなりの不確定性が残されている。

小笠原硫黄島は，海底カルデラ縁に位置する火山島であり，最近 100 年間は水蒸気噴火が頻繁に発生する場として知られている。硫黄島では，水準測量と GNSS 観測を組み合わせることで水蒸気噴火前の月−年単位の膨張と噴火直前の日単位の膨張過程が捉えられている。 特に日単位で進行する噴火直前の膨張過程はシル状のクラックでモデル化されているが，GNSS 観測点が 4 点と空間分解能に乏しいため，ソースの大きさと深さの推定には大きな不確定性がつきまとう（Ueda et al., 2018)。

このように，噴火前の増圧過程の研究は依然少ないながらも，着実に事例は

増えてきている。 ただし, GNSS や水準測量を用いた観測では, 噴火前になんらかの膨張があったという事実しかわからず, 噴火に至るまで膨張の時空間発展についての情報には乏しい。また, 傾斜・ひずみ・地震観測などの秒–日の高時間分解能の観測では, 噴火に至る流体の最後の挙動, すなわち噴火開始のごく直前の現象をみているため, それらの背後にある噴火の発生条件が整うまでの準備過程についての情報に乏しい。 すなわち, 噴火が開始するまでに, マグマから浅部の熱水系にどのように熱供給が行われ, 浅部が加熱・増圧し, 地表まで流体が上昇するに至るかを理解するには, 既存の物理観測では不十分であった。 このギャップを埋めてくれるのが InSAR による月-年の時間スケールの観測およびメートルスケールの高空間分解能の観測である。

2.1.2　衛星 SAR を用いた水蒸気噴火に先行する地盤変動研究

ここでは, SAR がなければ検出不可能であった地盤変動の事例に着目し, SAR 観測によって捉えられた水蒸気噴火の前駆過程を紹介する。 御嶽山 2014 年噴火, Tongariro2012 年噴火, 箱根 2015 年噴火などで見られた局所的な変動は, 既存の GNSS 観測網ではほとんど同定することができず, SAR 観測無しではこれらの空間パターンは捉えられなかった (Hamling et al., 2016; Hamling, 2017; Doke et al., 2018; Kobayashi et al., 2018; Miller et al., 2018; Narita and Murakami, 2018)。 これらの噴火に伴う変動の空間波長がそれぞれ 4 km, 1km , 0.2 km であるのに対して, GNSS の観測網の最も短い基線でも, 7 km, 7 km, 5 km と長過ぎるため, これらの変動は GNSS データのみでは検出不可能であったといえる。 さらに, 近年, 観測間の衛星間の軌道間距離(以下, 基線長)が ALOS に比べて格段に短い ALOS-2 のような衛星や回帰周期の短い衛星の登場(例えば, Sentinel-1a・1b は 6-12 日)により,基線長の増加による干渉性の低下や長い時間基線により顕著となる temporal decorrelation などの影響を極力抑えた解析が可能となっている。また, 冒頭でも述べたように, 時系列解析の技術発展に伴って, 既存手法では検出不可能な変動(局所的または低速度の変動)が多くの火山で検出されている (例えば, Peltier et al., 2010; Lagios et al., 2013; Kobayashi, 2018)。以下では, こうした InSAR の発展に伴って, 水蒸気噴火に先行する地下の増圧過程を明瞭に捉えられた 2 つの事例について紹介する。

箱根火山では 2015 年 6 月 29 日にごく小規模な水蒸気噴火が発生した。 これに先立ち, 4 月 26 日から地震活動が活発化し, 5 月 3 日から蒸気井が暴噴し始め, さらにほぼ同時に広域の GNSS 基線で深部(5-10 km)の膨張を示唆する地殻変動が観測された (Mannen et al., 2018)。 このような群発地震・蒸気井の暴噴・深部の膨張の 3 点セットの unrest イベントは 2000 年以降の箱根では数年おきに見られる現象である (例えば,

代田・他, 2009; Yukutake et al., 2016)。しかし, 2015 年にはこれらのイベントだけでなく, 熱活動の活発な大湧谷において, SAR により初めて局所的な膨張も観測された。ALOS-2 による観測から, この膨張は群発地震活動の開始と同時に顕著になり, 噴火直前には 30 cm もの視線方向変位が累積した。 さらに, RADARSAT のデータを用いた SqueeSAR 解析からは, この膨張が 2014 年 9 月からゆっくりと (5 mm/月)進行していたことが明らかにされた (Kobayashi et al., 2018)。 この膨張は 2015 年 5 月の地震・熱活動の活発化とともに指数関数的に加速し(10 cm/月), 最終的に噴火に至った。 さらに, この浅部の膨張(深さ 150 m)と GNSS で捉えられた深部のマグマ溜まり(深さ~5 km)は時間的にほぼ同期した膨張時系列を示した。これより, 深部のマグマ溜まりへのマグマや流体の注入に伴い, 高温流体がほとんど時間差無く地表付近まで上昇し, これが浅部の熱水系を刺激し, 増圧を引き起こした結果, 浅部膨張が発生したと解釈された (Kobayashi et al., 2018)。 膨張の時間関数も特徴的だが, 特筆すべきはその空間分布の時間発展である。 膨張のピークは, 膨張がゆっくりのうち(2015 年 4 月まで)は変動全体の中心に位置していたが, 膨張が加速する頃からは南側に 50-100 m 移動し, そのごく近傍で新たな火口を形成して噴火が発生した。 Kobayashi et al. (2018)は, これらの観測事実から, 熱水系の増圧を反映していると考えられる膨張の時空間発展を詳細に追跡することで, 噴火発生時期や噴火開始地点の予測に資することができる可能性を見いだしている。

White Island では, 2016 年 5 月の水蒸気噴火に先行して明瞭な膨張が観測された。この変動を捉えた Terra-SAR-X と TamDEM-X は, 2015 年から 2017 年までのわずか 2 年間の間に Ascending・Descending ともに 40 シーン以上と高頻度で観測を行った。噴火に先行して 5cm 程度の膨張性の視線方向変位が数 100 m の範囲内で見られたが,箱根火山と異なるのは, 噴火直前に顕著に膨張が加速しなかった点である (Hamling, 2017)。 この膨張ソースは深さ 100 m のごく浅部の開口クラックとして推定された。

以上, わずか 2 例ではあるが, 水蒸気噴火までの浅部の圧力状態の遷移には多様性がある可能性が示された。 ただし, まだ事例が少ないのでこれらの例で見られた現象 (例えば, 膨張中心の移動や噴火直前の膨張の加速, 深部のマグマ活動と浅部の増圧の時間的同期など)が普遍的なのか, 火山ごとに特有の現象なのかについては不明点が多い。 また, これらの研究では, 視線方向成分もしくは 2.5 次元変位場しか推定されてこなかったが (Hamling, 2017; Doke et al., 2018; Kobayashi et al., 2018), 変動のモデル推定はもちろん, 変動の空間分布の特徴を直感的に把握するためにも, 3 次元変位場を推定できることが望ましい(Morishita et al., 2016)。

また, まだ噴火は発生していないが, 水蒸気噴火の発生ポテンシャルの高い火山

においても，浅所の増圧を示す地盤変動の検出事例が徐々に増えてきている。 例えば，十勝岳（奥山・高橋，2015；成田・村上，2015；宮城・他，2015），立山地獄谷弥陀ヶ原(Kobayashi，2018)，吾妻山（阿部・他，2018)などが挙げられ，いずれも空間波長が数 km から数 100 m とごく浅い深さでの増圧を示唆する。

2.1.3　航空機 SAR の有用性

このような衛星 SAR の短所を補うことが期待されるのが，航空機搭載型の SAR である。 航空機搭載型 SAR の長所は，自由な観測軌道と機動性の高さの 2 点にある。SAR 衛星の観測軌道は他の地球観測衛星と同様，太陽同期軌道であるため，ほぼ南北方向に飛行し，ほぼ東西方向斜め下を向いて地表にマイクロ波を照射している。そのため，衛星 SAR は地表変位の上下および東西成分に対して感度が高いが，南北成分に対しては感度が低い。これまでの地震・火山・氷河の活動に伴う地表変動の衛星 SAR 観測の結果から，衛星進行方向の変位を推定可能な MAI (Multiple Aperture Interferometry)や画像の精密な位置合わせにより master と slave 間の位置ずれを推定可能な Pixel Offset 解析を用いると，1 m スケールの比較的大きな南北変位なら抽出可能であり，3 次元変位場が推定可能であることが示されてきた(例えば，Tobita et al., 2001；Jo et al., 2015)。ただし，これら従来の手法では，火山でしばしば観測される数 cm 程度の小規模の地盤変動から，変位の 3 成分を得ることは困難であった。衛星 SAR のデータのみから，火山の 3 次元変位場の推定を試みた研究も存在するが，南北成分の推定誤差が大きいため，それほど良質な 3 次元変位場は得られていない。例えば，桜島 2015 年ダイク貫入の例では南北成分に 3.5 cm 程度(Morishita et al., 2016)，御嶽山 2014 年噴火後の沈降過程では 10 cm 程度の推定誤差が報告されている(Narita and Murakami, 2018)。これらの 3.5-10cm 程度の推定誤差は数 cm 程度の小さな南北成分の推定の際には致命的となる。 一方，航空機 SAR は自由な観測軌道をとることが可能であるため，東西方向に飛行し南北を向いて観測することにより南北成分に対しても十分な感度を得られる。よって，航空機 SAR を用いることで，従来の衛星 SAR だけでは得られなかった小規模の変動 3 成分を推定できると期待される。 特に，水蒸気噴火の発生前には，空間スケールが数百メートル程度のきわめて局所的な地盤変動が観測されることがあり(Hamling, 2017；Kobayashi et al., 2018)，航空機 SAR はこのような対象に対して効果的であると考えられる。 本研究の対象とする霧島硫黄山においても，ALOS-2 の観測結果から，2014 年頃から直径 500m 程度の局所的な地盤変動が報告されている（青木・荒木，2016)。加えて，JAXA の運用する航空機 SAR(Pi-SAR-L2)のデータも蓄積しているため，このような検証を行うのにうってつけのフィールドである。

航空機 SAR の 2 点目の特徴である機動性に関しては，現時点で ALOS-2 の機動性が高いため，それほど衛星 SAR に対して優位であるとは言えない状況である。これは，火山噴火や地震などの突発災害が発生し JAXA(宇宙航空研究開発機構)への緊急観測要求が通れば， ALOS-2 はその日の深夜には対象地域を撮像するほどの機動性を有しており，最短で 1 日おきの観測が可能であるためである。ただし，変動の性質によっては航空機 SAR による緊急観測が役に立つ場合もあるだろう。 例えば，東西方向に走向を持つダイクが貫入するようなことがあれば，それにより生じる変動では南北成分が卓越すると予想されるため，多方向(東西方向を含む)軌道の航空機 SAR データを用いることで，衛星 SAR では感度の低い変動に対しても，その全貌をいち早く把握できると考えられる。

航空機 SAR を用いた研究事例としては，NASA (National Aeronautics and Space Administration)が運用する UAVSAR(Uninhabited Aerial Vehicle SAR)を用いた研究が挙げられる。 ハワイ島 Kilauea 火山では，ダイク貫入に伴う変動を 3 方向から観測した UAVSAR データと複数の衛星 SAR データを組み合わせることにより，詳細なダイクの開口分布が推定されている (Lundgren et al., 2014)。 この研究では 3 次元変位場は推定されていないが，異なる 3 方向から干渉画像を得ているため，実質 3 次元変位場を用いてモデル推定を行っていることと等しい。 Delbridge et al. (2016)は，4 方向からの UAVSAR データを用いることで，空間スケール 2km・変動速度 2cm/day の地滑りに伴う変動の 3 次元変位場を推定している。Schaefer et al. (2016)は，噴火に伴い発生した大規模斜面崩壊時の UAVSAR データを Pixel offset 解析することで空間スケール 3km，最大変位 4m程度と大きな変動の 3 次元変位場を推定している。 このように，航空機 SAR の複数軌道データまたはそれらと衛星 SAR データとの組み合わせにより，衛星 SAR のみを用いる場合よりも詳細な 3 次元変位場を推定できる。

2.2. 霧島硫黄山の活動史と 2018 年噴火までの推移

霧島硫黄山(以下, 硫黄山と呼ぶ)は, 九州南部霧島火山群の北側に位置する活火山であり(Fig. 2.2.1a), 霧島火山群のなかで最も新しい山体である(田島・他,, 2014)。硫黄山は, 比較的なだらかな地形のえびの高原の東端に位置し, 北側に不動池, 南側に霧島最高峰である韓国岳をたずさえている (Fig. 2.2.1b)。 硫黄山は, 16-17 世紀に形成されたと推定されており, 形成時の噴火口から北に向かって流れ出た溶岩流地形が明瞭である。 1768 年には山体南東部にある東火口において水蒸気噴火が発生している(Fig. 2.2.1b)。 硫黄山では, これ以降 2018 年まで 250 年間にわたり, 噴火が発生していなかった。

硫黄山を含むえびの高原一帯では, 明治の初期(遅くとも 1879 年)から温泉の湧出や噴騰, 噴気放出, 硫黄の産出など活発な熱活動の記録が残されている (例えば, 舟崎・他, 2017)。 特に, 地熱調査が始まった 1950 年代からは, 電磁気探査や地温測定, 温泉水や火山ガスの地球化学的な研究が本格的に始まった (地質調査所, 1955)。1970 年代には, 東京大学地震研究所により, 硫黄山の噴気放熱率や地下からの拡散熱の推定が行われており, 噴気高度が最高で火口縁上 700m, 放熱率で 61 MW を観測するほど活発な熱活動が継続していた (鍵山・他, 1979)。 その後, 噴気温度が徐々に下がるなど, 硫黄山全体の熱活動が衰退していき, 2002 年には主立った噴気の放出が認められなくなった(舟崎・他, 2017)。 2011 年の新燃岳噴火の際には, 硫黄山の西側数 km のマグマ溜まりが活動したが, 硫黄山ではこれといった熱活動の活発化は認められなかった(鍵山, 2017)。

2013 年 8 月に韓国岳西部・硫黄山直下で地震活動が始まり, 2014 年 8 月には傾斜変動を伴う微動が発生し, この後, 2018 年噴火までたびたび見られるようになった。2015 年 6 月からえびの高原から硫黄山にかけての路線において水準測量が開始され, 硫黄山西側および北側の県道沿いにおいて隆起が認められ, 硫黄山を中心とした同心円状の隆起パターンを示した (九州大学, 2019)。 さらに硫黄山の噴気が復活しているのが約 13 年ぶりに確認された。 また, ALOS-2 による観測から, 硫黄山を中心とした直径数 100 m 程度の局所的な膨張性変動が 2014 年から観測されている(青木・荒木, 2016)。 その後, 隆起や群発地震, 噴気や熱水活動, 地温異常域の拡大をつづけ, 2017 年 4 月末には硫黄山山頂付近で新たに噴気孔(A)を形成して土砂噴出が発生した (Fig. 2.2.1b)。 2017 年 6 月には地熱域が従来の活動域(山頂噴気孔群)の南側に広がり, あらたな噴気孔(H)が出現した。 このような地盤変動と地震活動, 微動, 傾斜変動, 熱活動などの消長を繰り返しながら, 2018 年 4 月 19 日に南側に拡大した噴気地帯のさらに南側で新たな火口群を形成し, 水蒸気噴火に至った。 この噴火直後の ALOS-2 緊急観測

結果からは，硫黄山から 500m 西側の県道沿いで新たな隆起性の変動が見られ，翌週の 4 月 26 日にこの隆起地点で新たな噴火が発生した（Fig. 2.2.1b)。

2.3　第２章における研究目的

本章では，霧島硫黄山 2018 年噴火までの浅部の圧力状態の時間推移を把握することをめざす。 この際，航空機 SAR データを併用することで，先行研究ではなされていない 3 次元変位場の詳細な推定を行う。 また，硫黄山の航空機 SAR 観測は 2014，2016 および 2017 年の 3 回行われているため，変位場の時間変化も議論できると期待される。 さらに，硫黄山では ALOS-2 による観測が高頻度に行われているため，これらを用いて高時間分解能の地盤変動時系列が得られることが期待される。 また，変位場の時空間発展を先行研究と比較することで，観測された変動の特徴の共通点・相違点を議論する。

2.4 InSAR データと解析手法

本研究では, JAXA が運用する, L-band SAR 衛星である ALOS-2 (Advanced Land Observing Satellite-2)と, 同じく JAXA が運用する L-band 採用の航空機 SAR である Pi-SAR-L2 のデータを用いて干渉解析を行った。 ALOS-2 は 2014 年 8 月から運用が開始され, 2019 年 11 月現在も稼働している。Pi-SAR-L2 は, 平成 26-30 年度の「地震および火山噴火予知研究観測計画」の一課題である「航空機 SAR による革新的な火山観測手法の開発」(課題番号: 1008)のもとで, リピートパス干渉を目的として, 国内の主要な火山(霧島, 桜島, 雲仙, 樽前山など)で 3 回(2014, 2016 および 2017 年)の観測を行った。本研究では, これらの解析から得た干渉画像を入力として, 水蒸気噴火の発生場ではほとんど行われてこなかった 3 次元変位場の推定を行う。 また, 補足的に衛星 SAR データのみを用いて 2.5 次元変位場の推定も併せて行った。

2.4.1 ALOS-2 データの概要と干渉解析の手順

ALOS-2 データは, PIXEL(Palsar Interferometry Consortium to Study our Evolving Land surface)サーバー上にアップロードされている Level 1.1 データ用いた。衛星の軌道は, 霧島硫黄山をシーン内に含む Ascending の右向き観測(path: 131)と Descending の右向き観測(path: 23)の二つの軌道を選んだ。データ期間は 2014 年 8 月から 2019 年 8 月までである。これらは, 2018 年 4 月 19 日噴火と 2018 年 4 月 26 日噴火を挟む期間であるが, 本研究では噴火前の期間を中心に解析し, 解釈することとする。3 次元変位場推定のために, Pi-SAR-L2 と同じ期間の干渉画像を用意した(Table 2.2)。また, 航空機 SAR データの無い 2017 年 9 月以降は, ALOS-2 データのみで 2.5 次元変位を推定し, 航空機 SAR のある期間で推定された上下・東西成分と比較した。

干渉解析には RINC (Radar Interferometry Calculation Tools) ver.4.0 (Ozawa et al., 2016)を用い, 以下のような一般的な干渉解析の手順に従った。まず, master と slave の SLC(Single Look Complex)画像の間のずれやひずみの量をピクセルごとに求め, slave 画像を master 画像に合わせてリサンプリングした(画像位置合わせ)。Master 画像とリサンプルされた slave 画像を用いて差分干渉を行い, 初期差分干渉画像を得た。これには, 軌道誤差により画像全体にわたる位相差の傾きである軌道縞と軌道誤差と標高に依存する地形縞が含まれている。そのため, 軌道情報と DEM を用いて, 理論的に予想される軌道縞と地形縞をシミュレートし, これらを初期差分干渉画像から引くことでこれらの位相成分を除去した。次に, Baran filter (Baran et al., 2003)を用いてランダムノイズを軽減した。 Baran filter は, ピクセル毎の coherence で重みをつけて平均化の強度を決定し, フィルタリングを行う。最後に, 標高に相関した大気遅

延成分と初期差分干渉画像中の軌道縞よりも長波長である残存軌道縞を軽減し，アンラッピングし, geocoding した。 ルック数は，アジマス・レンジ方向ともに分解能が約 10 m になるように設定した。なお，アンラッピングには SNAPHU (Chen and Zebker, 2002)を用いた。Geocoding に必要なレーダー座標系から地図座標系への座標変化テーブルは, master 強度画像と DEHM (Digital Ellipsoidal Height Model)の位置合わせを SLC と同様に行うことで作成した。DEHM は，国土地理院の 10m-mesh DEM (Digital Elevation Model)をもとに小澤拓博士(防災科学技術研究所)により作成された。

また，詳細な変動の詳細な時系列を得るために，PALSAR-2 データのみを用いて時系列解析を行った。 解析に GIAnT(Generic InSAR Analysis Tool)の NSBAS(New Small BASeline; Doin et al., 2011)を用いた。 解析には，パス 131(アセンディング右向き)の 2014 年から 2018 年噴火後までの期間を，パス 23(ディせんディング右向き)の 2014 年から 201 9 年まで期間のデータを用いた。 解析に用いた干渉ペアの選定方法は以下の通りである。1, 大気ノイズの影響が顕著なペアは解析から除外した, 2, シーン全体のコヒーレンスの平均値が 0.3 以上のペアのみを選定した, 3, 垂直基線長が 300m 以下のペアのみを選定した。 解析に用いたペアの時間・空間基線長の関係は Fig 2.4.1 に示した。 また，コヒーレンスが 0.3 以上のペアが全ペア数の半数以上ある，時間的にコヒーレントと見なせるピクセルのみを対象とし，変位時系列を推定した。時間方向のスムージングには，ガウシアンフィルターを適用し，フィルター長を 0.05 年とし，短期間の変動の過度な平滑化を抑えた。

2.4.2　Pi-SAR-L2 の観測概要と干渉解析の手順

Pi-SAR-L2 による観測は, 2014 年 8 月, 2016 年 8 月および 2017 年 9 月の計 3 回行われた。霧島火山群の観測は，南東から北西(EW 軌道)，南西から北東(SN 軌道)および北東から南西(NS 軌道)への 3 つの航路から行われた(Fig. 2.4.2)。霧島硫黄山は，霧島火山群を観測した際に各シーンの中心部に位置しており，画像中の他の地点に比べて干渉性が良好であった。 Pi-SAR-L2 データの諸元を Table 2.1 に示した。

本研究では，村上・他 (2018; 2019)が解析した，2014-2016 年および 2016-2017 年の 2 期間の干渉画像を用いた。 航空機 SAR データの干渉解析において，ALOS-2 の解析手順と異なるのは主に以下の 2 点である。 1 点目はピクセルごとに精密な画像位置合わせを行う点である。ALOS-2 のような SAR 衛星はほぼ真空中を重力のみによって飛行しており, master と slave 画像内の同ピクセルの位置ずれは微小かつ規則的である。そのため，衛星により取得された SAR 画像における位置ずれは二次曲面のような比較的空滑らかで単純なパターンで近似可能である。一方，航空機により取

得した SAR 画像は，これほど規則的で単純な位置ずれの空間分布を示さない。Pi-SAR-L2 は高度 13km と低高度を飛行しているため風の影響もあり，進行方向の飛行速度が不規則に変化するため，画像中にアジマス方向に直交してコヒーレンスが極端に低い領域が縞状に発生する(Fig. 2.4.3)(村上・他, 2018)。 また，航空機は進行方向と直交する面内でも振動するため，画像中の range 方向にも不規則に見かけ状の地面の遠ざかりや近づきの領域が同心円状に現れ，あたかも火山における膨張や収縮性の変動のように振る舞う。これらはすべて，1 回目と 2 回目の観測における同一点の同定を困難にし，衛星と同様の単純な位置合わせではアジマス方向の位置ずれが最大で±5 ピクセル残ることが指摘されている(村上・他, 2019)。このままではコヒーレンスが著しく低く(最大でも 0.1 程度)なってしまうため，ピクセルごとのずれ量をより複雑な関数でフィッティング・補間し，より高精度な位置合わせを行う必要がある。 そこで村上・他 (2019)は，ピクセルごとの位置ずれ量を推定したのちに，3 次の B-spline 関数で補間した。詳細な位置合わせ後はシーン全体にわたって coherence の向上が見られた。2 点目は，長周期の位相差パターンを除去するために，空間的なハイパスフィルターを適用した点である。硫黄山のシグナルの空間波長が 500m 程度であったため，これより長い空間波長の位相差パターンを除去した(Fig. 2.4.4)。水準測量からは SAR で見られる変動よりも空間波長の長い隆起の存在が指摘されているが(九州大学, 2019)，今回はこの変動については Pi-SAR-L2 データからは議論しない。

2.4.3　3 次元変位場および 2.5 次元変位場の推定方法

3 次元変位場の推定は，以下の式で示す重みつき最小自乗法により，ピクセルごとに行った(Wright et al., 2004)。

$$\boldsymbol{u} = -\left(\boldsymbol{P}^T\Sigma_{\boldsymbol{R}}^{-1}\boldsymbol{P}\right)^{-1}\boldsymbol{P}^T\Sigma_{\boldsymbol{R}}^{-1}\boldsymbol{R} \quad \cdots (2.1)$$

ここで，$\boldsymbol{u}$ は変位 3 成分，$\boldsymbol{P}$ は各干渉画像の視線方向の単位ベクトル，$\boldsymbol{R}$ は各干渉画像の視線方向変位，$\Sigma_{\boldsymbol{R}}^{-1}$ はインバージョンの際の各干渉画像の重みを表す。 一般的には，decorrelation(干渉性の低下)による位相分散と大気擾乱成分による位相分散の和を以て，あるピクセルにおける位相分散とみなすことが多い(例えば, Gonzalez et al., 2011; Morishita et al., 2016)。大気擾乱のスケールは一般的に数 km スケールであるのに対して，本研究で扱う変動のスケールは 500m 以下と空間スケールが有意に異なるため，今回の解析では大気擾乱成分の影響は無視できるとみなし，位相分散の評価に含めない。 decorrelation は，5×5 ピクセルの小さなウィンドウ内で計算するため，その中で

の位相変化が十分に滑らかな空間変化を示すならば，正確な coherence 推定ができる。しかし，今回対象とする変動は小スケールかつ位相の空間勾配が大きく，変動のピーク周辺では空間的な相関性が低下するため，coherence は過小に見積もられる。decorrelation による位相分散を重みにして 3 次元推定を試みたが，変動中心に近づくほど，ばらつきが大きく，ノイジーな空間分布の 3 次元変位場が得られた。今回は変動の空間スケールが小さいため，ピクセルごとの厳密な decorrelation は考慮せず，どのピクセルも同程度の decorrelation を受けていると仮定し，各干渉画像の無変動領域で計算した位相分散の逆数をシーン全体の重みとした(例えば，Jung et al., 2011; Hu et al., 2012)。3 次元変位場推定に用いた ALOS-2 および Pi-SAR-L2 データの諸元は Table 2.2 に示した通りである。

2.5 次元変位場の推定には，Fujiwara et al. (2000)の手法を用いた。これは，東向き観測と西向き観測の干渉画像の 2 つの視線ベクトルの作る平面内における 2 次元の変位分布を推定する手法である。 あるピクセルにおける視線方向変位のベクトルは準東西成分(U_{qe})と準上下成分(U_{qz})に分けられ，以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} U_{qe} \\ U_{qz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_{qe}^1 & n_{qz}^1 \\ n_{qe}^2 & n_{qz}^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} U_{LOS}^1 \\ U_{LOS}^2 \end{pmatrix} \quad \cdots (2.2)$$

ここで，n_{qe}^iおよびn_{qz}^1は，それぞれ，i 番目の干渉画像の視線方向ベクトルの準東西・準上下成分を，U_{LOS}^iは i 番目の干渉画像の視線方向変位を表す。 右辺の行列要素は全て干渉画像と視線方向の単位ベクトルから与えられる観測値であるから，準東西・準上下成分は，式(2.2)に示した通り，一意に推定される。 なお，2.5 次元解析に用いた干渉画像の諸元は Table 2.2 に示した通りである。

2.5 干渉解析および 3 次元変位場推定の結果

2.5.1 3 次元変位場解析に用いる干渉画像の解析結果

Fig. 2.5.1(a)-(e)に，2014 年 8 月から 2016 年 8 月までの ALOS-2 および Pi-SAR-L2 データの干渉解析結果を示す。いずれも硫黄山の中心火口を中心に，数 100m 程度のごく小規模な空間スケールで衛星に近づく変動を示す。その変動量は最大でも 6 cm 程度である。東・西・北などの様々な方向から見て，すべての干渉ペアが衛星に近づくセンスを示すため，地滑り性の変動ではなく，明らかに膨張性の地盤変動である。Fig. 2.5.1(f)-(j)に，2016 年 8 月から 2017 年 9 月までの ALOS-2 および Pi-SAR-L2

データの干渉解析結果を示す。こちらも Fig. 2.6.1 同様に膨張性の変動を示しており，局所的な膨張が依然継続していることがわかる。なお, ALOS-2 の 2 軌道の干渉ペアは，2014-2016 年のペアよりも干渉性が良好である。これは，大気擾乱の影響が小さい，または期間が 1 年間と短いため temporal decorrelation の影響が小さいためであると考えられる。 Fig. 2.5.1(k), (l)に, 2017 年 9 月から 2018 年 4 月の噴火前までの期間における ALOS-2 データの干渉解析結果を示す。いずれの軌道からも，これまでの期間と同様，硫黄山を中心に衛星への近づきが見え，依然膨張が継続していることがわかる。

2.5.2　2014 年から 2018 年噴火直前までの 3 次元および 2.5 次元変位場

上述した ALOS-2 と Pi-SAR-L2 の 5 つの軌道から得た干渉画像を用いて，2014 年 8 月-2016 年 8 月および 2016 年 8 月 - 2017 年 9 月における 3 次元変位場を推定した。また，比較のために ALOS-2 のデータのみを用いて同期間の 2.5 次元変位場も推定した。 2017 年 9 月から 2018 年 4 月までは Pi-SAR-L2 の観測が行われていないため，この期間は ALOS-2 データのみから 2.5 次元変位場を推定した。これらの 3 つの期間の 3 次元および 2.5 次元変位場の比較から，膨張性地盤変動の時間・空間発展を追跡した。

2.5.2.1　2014 年 8 月 − 2016 年 8 月

Fig. 2.6.1(a)-(c)は，2014 年 8 月から 2016 年 8 月までにおいて推定された 3 次元変位場を示す。 変位 3 成分とも硫黄山の噴気孔群を中心にほぼ軸対象の膨張のパターンを示しており，球状圧力源や penny-shaped crack などの単純な力源モデルで表せそうな空間分布に見える。 膨張の空間スケールは 400 m 程度であり，これは圧力源の深さがごく浅いことを示唆する。青木・荒木(2016)は，2014 年 8 月から 2015 年 12 月までの ALOS-2 データに対して Mogi モデルと penny-shaped crack モデルをフィッティングし，深さ数 100m 程度のごく浅部に最適解を求めており，本研究で求めた地盤変動の圧力源も同程度の深さに求まると推測される。 変位 3 成分の推定誤差は上下・東西成分で 0.6 cm，南北成分で 0.9 cm 程度であり，シグナルの振幅が上下成分で最大 9 cm，水平成分で最大 4 cm であることを考慮すると, SN 比が大きく，精度の高い 3 次元変位場が得られたといえる。 Fig. 2.6.1(d), (e)は同期間における 2.5 次元変位場であり，準上下・準東西成分は，3 次元変位場の上下・東西成分とほぼ同じ膨張パターンを示している。 ただし，この準上下・東西成分は 2 枚の干渉画像のみから推定されたため，5 枚の干渉画像から推定された 3 次元変位場に比べて，シグナル以外の領域のノイズの影響をより強く受けている。 そのため，とくに準東西成分は, 3 次元変位の東西成分のそ

れにくらべて位相分散が大きくなっており，誤差低減の観点からも航空機 SAR と衛星 SAR データを併用することは有効であるといえる。

2.5.2.2　2016 年 8 月 － 2017 年 9 月

Fig. 2.6.2 は, 2016 年 8 月から 2017 年 9 月までにおいて推定された 3 次元変位場を示す。変動の空間スケールは 3 成分ともやはり 400 m 程度であり、 2014-2016 年とほぼ変わらないため，主な膨張源の深さは 2014 年から 2017 年まで一定であると考えられる。変動全体の空間パターンは 3 成分とも, 2014-2016 年と大きくは変わらないが，最大隆起位置(膨張のピーク)は 2014-2016 年のそれとは明らかに異なる。 ピーク位置は，2014-2016 年には 噴気孔 B のごく近傍にあり，隆起コンターの同心円のほぼ中心に位置していたが, 2016-2017 年には南に約 70 m 移動しており, 2018 年 4 月 19 日噴火の火口列のごく近傍に位置している。このような膨張ピークの火口方向への移動は，箱根火山 2015 年噴火前の地盤変動においても見られた現象である(Kobayashi et al., 2018)。東西成分と南北成分についても, 2016-2017 年の隆起中心の両端に局所的に変位が集中している箇所が認められ，東西と南北に開く膨張性のパターンを示している。ただし，水平成分は軸対称なパターンではなく，強い非対称性を示しており，東西成分では西向き変位が，南北成分では南向き変位が卓越している。

以上より, 2016-2017 年の隆起中心の直下には，変動全体の膨張パターンを生み出す膨張源とは別に，より浅い部分に高圧部分が形成されており，これが局所的(空間スケールが約 100 m)かつ軸非対称な膨張パターンを生み出していると推測される。

2.5.2.3　2017 年 9 月 – 2018 年 4 月

Fig. 2.6.3 は 2017 年 9 月から 2018 年 4 月 10 日までにおいて推定された 2.5 次元変位場である。膨張の空間パターンの時間変化を確かめるために, 2016-2017 年の準上下成分と準東西成分も並べて示した。2016-2017 年の 2.5 次元変位と比べると，推定された準上下・準東西成分の SN 比はやや悪いが，膨張の空間パターンや空間スケールはおおむね変わっていないように見える。隆起量は最大で 5 cm，水平変動量は最大で 3 cm 程度である。2016-2017 年の膨張中心の位置に経度方向の線(Fig. 2.6.3 中の黒点線)をひき，延長すると，2017-2018 年の膨張ピークの位置と重なることから，この期間におけるピーク位置の南北方向の移動は認められない。2017 年 9 月から 2018 年 4 月 19 日噴火の直前までの ALOS-2 データをより詳細にみると，両軌道の干渉画像とも，膨張の空間パターンに大きな変化は認められない。

2.6　力源モデルの推定

これまでの観測結果をまとめると，2014-2016 年の膨張と 2016-2017 年の膨張のおおまかな空間スケールや変動全体の空間パターンが似ていることから，同一の膨張源がある一定の深さで 2014 年から 2017 年まで継続して膨張していたと考えられる。さらに，2016-2017 年には，その膨張源より浅部に別の高圧部分が形成されたと考えられる。そこで，まず 2014-2016 年の変位 3 成分を用いてモデル推定を行い，最適モデルを 2016-2017 年の変動に対して適用した。その結果, 2014-2016 年の膨張中心の南側に見られるごく局所的な膨張パターンのみが残り，その膨張のピークがより明瞭になった。

2.6.1　2014 年 8 月−2016 年 8 月

2014-2016 年の膨張パターンが比較的軸対称に近いことから，球状圧力源(Mogi モデル: Mogi, 1958), prolate 状の楕円体圧力源(Yang モデル: Yang et al., 1988), および sill 状の開口クラック(Okada モデル: Okada, 1985)を仮定してモデル推定を行った。モデル推定には, Geodetic Bayesian Inversion Software(GBIS; Bagnardi and Hooper, 2018)を用いた。GBIS では, MCMC 法(Markov Chain Monte Carlo)が採用されており，あるパラメータの値の範囲内で最適解を効率的に探索することが可能である。

Fig. 2.6.4 は 2014-2016 年における観測値とモデルによる計算結果の比較を示す。Yang モデル，Mogi モデルおよび Okada モデルにより推定された体積変化量はそれぞれ 5.9×10^3 m^3, 4.3×10^3 m^3 および 4.0×10^3 m^3 となり，深さは 100-150 m 程度のごく浅所となった。 この期間における平均の体積変化速度に換算すると, Yang モデルで 246 m^3/months, Mogi モデルで 175 m^3/months, Okada モデルで 167 m^3/months 程度である。全モデルとも上下成分はよく再現できているが，水平成分のフィッティングは Okada モデルが最も悪く，全体の計算残差も Yang モデルが最も小さく, Okada モデルが最も大きい (2.3)。 しかし，このときの Yang モデルおよび Mogi モデルの圧力変化量は，以下に示す通り，非現実的なものとなる。

ある形状の圧力源の壁面における圧力変化量 ΔP は以下のように表せる。

$$\Delta P = \frac{\Delta V}{V \beta_c} \quad \cdots (2.3)$$

ここで，ΔVは体積変化量，Vは初期体積，β_cは圧力源の圧縮率である。なお，圧縮率は圧力源形状と母岩の剛性率μに依存し，prolate 状の場合，

$$\beta_c = \frac{1}{\mu} \quad \cdots (2.4)$$

とかける(Amoruso and Crescentini, 2009)。 推定されたΔP/μ =ΔP β_c=0.94 と，火山浅部や地熱地帯の一般的な剛性率: 0.1-1.0 GPa を仮定すると，ΔP = 94-940 MPa となり，非現実的である。

一方，球状圧力源の場合，圧縮率は

$$\beta_c = \frac{3}{4}\frac{1}{\mu} \quad \cdots (2.5)$$

と書ける（Amoruso and Crescentini, 2009)。Mogi モデルの適用条件である r/d<0.2 (r は半径, d は中心深さ)より，最大半径を 20m とすると，V= 3.4×10^5 m^3 となる。 剛性率を 0.1-1.0 GPa と仮定すると，β_c = 7.5×10^{-9} -10^{-10} Pa^{-1} となる。 また，ΔV= 4,290 m^3 であるから，ΔP= 17-170 MPa となり，引っ張り強度(~10 MPa)を有に越えてしまう。よって，今回は, prolate 状および球状圧力源を物理的に非現実的なモデルと見なし，棄却した。

次に，同様の見積もりをクラック状の圧力源においても行った。開口クラックの圧力変化量 ΔP_c は近似的に以下のように表せる(Gudmundsson, 1990);

$$\Delta P = \frac{\mu\,\Delta u}{L(1-\nu)} \quad \cdots (2.6)$$

ここで，μは剛性率，Δu は平均開口量, L はクラックの平均長さ，νはポアソン比である。モデルフィッティングの結果より，Δu = 1.3 m, L = 64 m(= (95+32)/2)とする。さらに μ =0.1-1.0 GPa, ν = 0.25 と仮定すると，$\Delta P = 2.7 - 27$ MPa となる。 熱水変質岩の引っ張り強度が 1-10 MPa 程度であることを考慮すると(Kumar et al., 2011), 剛性率が 0.1 GPa のごく軟らかい母岩であるときに，ΔP は 2.7 MPa となり，現実的な値となる。以上の通り，開口クラックのほうが現実的な力源モデルであると考えられるが，依然モデルと観測値の間の残差が大きい。これは，均質媒質を仮定したことに起因

すると考えられる。硫黄山から 1 km ほど離れた国民宿舎の温泉ボーリングコアによると，深さ 20-40 m おきに軟岩と堅岩の互層になっている（Fig. 2.6.5a；鍵山 1994)。また，硫黄山の南側 100 m 地点の気象庁のボーリングコアより，表層 15 m は韓国岳の山体崩壊物や小林軽石などの軟弱層で構成されている(Fig. 2.6.5b；下司・小林, 2017)。硫黄山山頂付近では，この軟弱層の上に比高 50m 程度の熱水変質や風化した溶岩流の層が乗っており，その下に韓国岳の崩壊堆積物と小林軽石，そして軟岩と堅岩の互層とつづくことが予想される。Fialko (2001)は，単純な 2 層の水平構造(上の層が軟弱地盤)の中で水平クラックが開口した際，地表変位の水平成分/上下成分比は，均質の場合にくらべて，大きくなることを指摘している。 Amoruso et al. (2007)も，深さ方向に剛性率が大きくなる 7 層の不均質媒質を仮定し，ほぼ同様の結論を得ている。以上より，このような不均質構造の影響をうけたシル状のクラック開口による地表変位を，均質媒質を仮定してインバージョンすると，あたかも球状や上下に伸びた楕円体状のモデルが最適解として推定されることは十分にあり得る。

2.6.2　2016 年 8 月–2017 年 9 月

次に，2014-2016 年において推定されたクラックモデルを 2016-2017 年の 3 次元変位に適用した。前述した通り，クラックのジオメトリーと位置は固定し，開口量のみを未知数として推定した。なお，この推定の際，変動の南端にある局所的な膨張の影響をさけるために，この膨張による変位が顕著な領域内に含まれるピクセルはモデル推定から除外した。Fig. 2.6.6 は 2016-2017 年における 3 次元変位場の観測値と計算値の比較を示す。変動の南端にある局所的な膨張パターン以外は，このクラックにより十分近似されている。推定された開口量は 1.0 m，体積変化量は 3.1×10^{3} m^3 となった。この 13 ヶ月間における平均の体積変化速度は 238 m^3/months であり，2014-2016 年よりも 1.4 倍大きくなった。このクラックの南端には 3 成分とも残差の大きな箇所が残っており，局所的な膨張のパターンがより明瞭になり，やはり別の高圧部分による膨張の変動パターンであることがよりはっきりと認識できる。この局所的な膨張に対して Mogi モデルを適用すると，深さ 40 m とほぼ地表付近に求まった。この際，上下方向の線歪みは 0.1 m / 40 m = 2.5×10^{-3} となるため，この局所的な膨張は単純な微小弾性変形ではなく，有限変形または塑性変形の可能性が高い。

2.6.3　2017 年 9 月–2018 年 4 月

最後に，2017 年 9 月から 2018 年 4 月の噴火直前までの 2.5 次元変位に対しても，同様にクラックモデルを適用した。2016-2017 年の場合と全く同様の手順で開口量

のみを推定した。その結果，開口量が 0.5 m のとき，変動の南部を除いた全体の観測値を最もよく説明できた(Fig. 2.6.7)。このとき，体積変化量は 1.5×10^3 m^3 となり，この期間の平均体積変化速度は 214 m^3/month と推定された。これは 2014-2016 年の 1.4 倍, 2016-2017 年と同程度の値である。

以上より，2014 年 8 月から 2018 年 4 月の噴火直前までの約 3 年 8 ヶ月間における膨張体積の合計は 8600 m^3 程度であり，平均膨張速度は 195 m^3/months 程度となる。ただし，これは 1-2 年間という比較的長い時間スケールにおけるレートである。

2.7　ALOS-2 データから推定した視線方向変位の時系列

ここでは, ALOS-2 のデータのみに着目し, 2014 年から 2018 年 4 月までにおける 1 ヶ月単位での詳細な変動の時系列を見ていく。 Fig.2.7.2 は，各パスにおける NSBAS 解析から得られた変位時系列を表す。 2014-2016 年の膨張中心(Fig. 2.7.1a 中の赤点)と 2016-2017 年の膨張中心(Fig. 2.7.1a 中の青丸)ともに，膨張と収縮を繰り返しながら，全体としては右肩上がりの膨張傾向を示している。2017 年 4-5 月ころに着目すると, 2016-2017 年の膨張中心の累積変動量(Fig. 2.7.1b 中の青点)が, 2014-2016 年の膨張中心の累積変動量(Fig. 2.7.1e 中の赤点)を越えている。 その後は両者ともほぼ同じ速度で膨張し, 2016-2017 年の膨張中心のほうが大きな変動量を保って噴火に至っている(Fig. 2.7.1c; Fig. 2.7.2c および d)。すなわち，変動南部の局所的な膨張はこの時期に加速し，顕著になったと考えられる。

この変動速度の逆転は，ちょうど 2017 年 4 月 26 日の土砂噴出イベントの時期に当たる(Fig. 2.7.2c および d 中の黒点線)。 この土砂噴出は噴気孔 A で発生しており，これは，局所的な膨張の中心から 30 m 程度のごく近傍に位置する。また，地熱活動の活発な面積(50℃以上を示す表面温度の面積)もこの時期までに 2016 年 8 月時点の約 5 倍にまで増加しており，その領域のほとんどがこの局所膨張の中心付近に集中している。さらに，2017 年 4 月 22 日から地震活動も活発化し，同年 4 月 25 日には山上がりの傾斜変動も観測された(気象庁, 2017)。 これより， 流体が浅部に上昇し，間隙流体圧を増加させたことで，この局所的な膨張は発生したと考えられる。

噴火直前の約 3 ヶ月間では，膨張性変動の急激な加速(1.5-2.5 cm/month)が見られるが(Fig. 2.7.2c および d)，これは 2017 年の土砂噴出時と 2016 年の群発地震や地熱活動の活発化時に見られた変動とほぼ同程度の速度である。 すなわち，噴火直前に膨張が加速した箱根火山 2015 年噴火の例とは異なり，硫黄山 2018 年噴火の場合は，変動速度を追跡するだけでは噴火開始の時期にあたりをつけることは極めて困難であったと考えられる。 このように熱異常や群発地震を伴う地盤膨張の間欠的な加速は，硫

黄山だけではなくこれまで多くの火山で報告がある。 例えば，口永良部島火山や十勝岳では間欠的な地震活動の活発化と地盤膨張の加速，それに同期した地下の消磁などが観測されている（橋本・他, 2010; Kanda et al., 2010; 斎藤・他, 2015)。

2.8 議論

2.8.1 3 次元変位場の時空間発展の解釈

3 次元変位場のモデリング結果より，地下 150m より浅い部分では以下のようなシナリオで圧力変化が進行し，噴火に至ったと考えられる。 まず, 2014 年 8 月から 2016 年 8 月の間には，深さ 150m のクラック状の領域内でより深部からの流体供給に伴い増圧が始まった。水平クラックの開口に伴いクラックの南端に応力集中し，クラック南端から地表に向かって鉛直方向に亀裂が形成・伸展し，流体のあらたな通路が確保されたと考えられる。 または，クラック南端にあたる位置では, 1970 年代に多くの噴気孔が存在していたことも考慮すると，クラック南端にはあらかじめ高浸透率領域があった可能性もある。 2016 年から 2017 年には，クラック南端から上昇した流体が地表付近のやや浸透率の低い層でトラップされ間隙流体圧が高まり，ごく局所的な膨張を発生させた。これに伴い，流体の一部は地表にゆっくりと漏れだし，地熱域の拡大や新たな噴気孔の形成などに寄与した。 そして, 2017 年から 2018 年 4 月 19 日噴火までは，同様に，継続する深部からの流体供給により，クラックとごく浅部の膨張も継続し，膨張部分のわずか 30 m ほど東側で硫黄山南東火口群を形成し，水蒸気噴火に至ったと考えられる(Fig. 2.8.1)。

2.8.2 2016-2017 年の局所的な膨張への塑性変形の寄与

2.6.2 でも言及したように, 2017 年以降顕在化した変動南部のソースは地表付近のごく浅い位置に定置し，その歪みは微小とは言いがたいため($>10^{-3}$)，この膨張は単純な微小弾性変形ではない近似しきれない可能性が高い。 この膨張の発生している箇所の近傍では, 2017 年 3 月に南西側で直径約 1 m，深さ 70 cm ほどの熱水湧出孔が形成され, 2017 年 4 月 19 日には新たな噴気孔(H)が形成されており，翌週の 4 月 26 日には土砂噴出により直径 1.5 m の噴気孔(A)が新たに形成されている(東京大学地震研究所, 2017)。 このように，地表付近では空洞や亀裂が多くできており，流体の浅部への貫入に伴い，膨張するクラックソースの上部では亀裂密度が増していると推察される。 これらより，この局所的な膨張の地点では明らかに塑性変形が進行しており，噴気活動の拡大などは地下浅部で fracturing が進行したことにより，流体の新たな通路が形成されたと考えることができるであろう。

さらに, 2016-2017 年の水平成分に見られた, 強い非対称の空間パターンも塑性変形の可能性を示唆している。Holohan et al. (2017)は, 個別要素法による数値計算から, fracturing の進行した地下浅部の媒質では, 非対称性の強い地盤変動パターンが容易に形成されうることを示しており, 今回硫黄山で観測された非対称な変動のパターンもやはり, fracturing の進行した媒質中における塑性変形を反映していると解釈するのが自然であろう。

2.8.3　隆起ピーク位置と火口形成位置の関係

箱根火山 2015 年噴火では, 噴火時期が近づくにつれて, 膨張センスの視線方向変位の中心部(おおよそ隆起のピークに相当)が南に移動する様子が捉えられており, 噴火はその膨張中心のごく近傍で発生した(Kobayashi et al., 2018)。 この過程は流体の浅部への移動過程を反映していると考えられ, このような空間パターンの時間変化を追跡することが, 噴火位置の推定に有効であると考えられている(Kobayashi et al., 2018)。これは, 硫黄山 2018 年噴火にも当てはまるといえるだろう。

一方で, Peltier et al. (2009)は, 上記の二例とは逆の現象を報告している。White Island 火山では, 1967 年から 2008 年の長期間にわたって, 水準観測により水蒸気噴火もしくはマグマ水蒸気噴火前後の隆起・沈降過程が観測されている。 彼らは, 噴火前の隆起中心と噴火位置は必ずしも近くないと指摘しており, 箱根や硫黄山の例とは異なるように感じられるかもしれない。 ただし, 彼らの観測頻度は 3-4 ヶ月おきであるため, 仮に箱根 2015 年噴火や硫黄山 2017 年土砂噴出のような 1-2 ヶ月程度もしくは 1 日程度のごく短期間の内に隆起中心が噴火地点近傍まで移動していたとしても水準測量では検出でなかった可能性は大いにある。

では, なぜ 4 月 19 日噴火は山体中央部にある噴気孔群からではなく, わざわざ新たな火口を形成して発生したのか? これは箱根火山 2015 年噴火でも見られた現象だが, Kobayashi et al. (2018)ではこの原因について明確には言及されていない。 地盤変動の有無に関わらず, 噴火ごとに火口が移動する現象は多くの火山において普遍的に見られるが（例えば, 草津本白根山 2018 年噴火や御嶽山 1979-2007 年と 2014 年噴火など), やはりその理由は定かではない。 ここでは, 一つの可能性として, 火道閉塞(sealing)を考えてみることとする。 これは, 様々な化学的要因により, 火道内の浸透率が低下する現象である。要因としては, 例えば, シリカなどの鉱物を溶質として含む熱水から温度低下や pH 変化, 沸騰に伴う過飽和化などが原因で固体鉱物が析出する, 熱水との化学反応により母岩が膨潤性のある粘土鉱物に変化する, または, 硫黄に富む火山ガスの凝結による単体硫黄の析出, 単体硫黄の粘性変化などが挙げられる（例えば,

Hurst et al., 1991; Christenson et al., 2010; Mayer et al., 2016; Heap et al., 2017; Heap et al., 2019)。 こうした浸透率の低下は，水蒸気噴火につながる増圧を引き起こしうる要因として，多くの火山でその関与が指摘されている(例えば, Chrstenson et al., 2010; de Moor et al., 2016a; de Moor et al., 2016b; Tanaka et al., 2017; Stix and de Moor , 2018; Tanaka et al., 2018; Kobayashi et al., 2018)。 例えば, Christenson et al. (2010)は，火山ガスと母岩の化学反応の数値計算により，硫黄を含む鉱物が析出しそれらが火道内の空隙を seal するために, 1 週間というごく短期間で浸透率が数桁減少しうることを示している。 また地盤変動観測の立場から，箱根火山では, 2015 年噴火直前の 1 ヶ月間における浅部膨張の加速の原因として急激に sealing が進行した可能性が指摘されている（Kobayashi et al., 2018)。

硫黄山 2018 年噴火においても, sealing に伴う増圧・加熱を仮定すると，噴火直前 1-2 ヶ月間の熱映像，地震, GNSS, SAR および全磁力観測データの変化の傾向が統一的に説明できる可能性がある。 2018 年 3 月までは山体中央部の噴気孔群(A-E)からの放熱が盛んであったのに対して，同年 3 月から 4 月にかけて急激に温度が低下して噴火を迎えた（気象庁, 2018)。一方で, 2017 年 4 月以降に膨張が加速した南側では，地熱活動が 2018 年 1 月ころから盛んになり, 4 月の噴火まで温度上昇が継続した（気象庁, 2018)。 さらに，硫黄山を挟む短基線の GNSS(1 km 以下)基線や SAR データからは, 3 月から 4 月の噴火まで急激な膨張の加速が見られており，同時期に地震の積算エネルギーも急激に増加している（気象庁, 2018)。 これらの観測事実から，以下のようなシナリオが考えられる。 2018 年 3 月頃から中央の噴気孔群でなんらかの機構(例えば，熱供給に伴う沸騰の進行によるスケーリングの加速など)で sealing が急激に形成され，噴気火道内の浸透率が減少したことで火口温度が低下した。 しかし，深部からクラック内への流体供給は続いたため中央の噴気孔群直下の増圧が加速し，この噴気孔群を中心に地盤変動や地震活動の活発化を引き起こした。 この際，深部から上昇してきた流体はクラック南端に形成された経路を通って変動全体の南側の局所的な膨張域付近に移動し，漏れだしたため，周辺の地熱活動が活発になってきたと考えられる。ただし，その経路の浸透率は中央の噴気孔群に比べてそれほど大きくなかったため，深部からの流体供給に耐えきれず，爆発的な噴火に至ったというシナリオが，定性的ではあるが一つの可能性として挙げられる。 こうしたシナリオの可能性を定量的に検討するためには，噴気の放熱率や質量などを定量化し，地下の流体の流動モデルを構築する必要があるだろう。

2.8.4　膨張の発生メカニズム

硫黄山直下200mに推定されたクラック状の膨張源は, 2014年8月から2018年4月19日の噴火まで一貫して膨張し続けている。モデリングの節では, 膨張が①圧力変化に伴うと仮定したが, 体積変化量の小ささを考慮すれば(<10,000 m^3), ②熱膨張の効果も無視できない可能性がある(例えば, Bonafede, 1990; Kobayashi et al., 2018)。また, ①のより詳しい説明とし, 深部から上昇してくる熱水の減圧沸騰に伴う膨張が挙げられる。これは, Tsukamoto et al. (2018)で提唱された膨張のメカニズムである。彼女らは, MT観測から深さ200から700mに低比抵抗体を推定し, これをスメクタイトに代表されるような粘土鉱物の析出した層だと解釈した。 この層が不透水層として機能するため, その直下で間隙圧が高まり, 水準測量から推定された膨張源(硫黄山直下700 m)が発生していると考えられている (Tsukamoto et al., 2018)。InSARで検出された深さ150mに位置する膨張源は, この不透水層の最上部に位置する。水の熱力学的状態の検討から, 深さ700mから上昇した熱水が不透水層の亀裂密度の高い部分を抜けたあたりで気化し, 体積が急激に増加したため, InSARで観測された浅部の膨張が発生したと解釈された (Tsukamoto et al., 2018)。

まず, ②の熱膨張の効果を検討する。流体の圧縮性を無視した場合, クラック内流体の熱膨張に必要な温度変化量ΔTは簡易的に以下のように表される。

$$\Delta T = \frac{\Delta V}{V_t \alpha_f} \quad \cdots (2.7)$$

ここでVはクラック内の流体体積, ΔVは膨張体積, α_fは流体の熱膨張係数である。仮に, クラックの厚さhを10 mとすると, $V_t = L * W * h = 95 * 32 * 10 = 30400$ m^3となる。$\Delta V = 8600$ m^3, $\alpha_t = 10^{-3}$ K^{-1} (液相水における一般的な値)とすると, $\Delta T =$ 282 ℃となる。母岩密度を2000 kg/m^3, 水の密度を1000 kg/m^3とすると, クラック深さ(150m)における静水圧は1.5 MPaとなり, この圧力での水の沸点は198 ℃となる。仮に, 50℃の液相(湧水温度を参照; 鍵山・他, 2017)が加熱されるとすると, 液相としては150℃ほどしか加熱されない。 これに伴う膨張体積は4570 m^3ほどであり, 残りの4030 m^3は液相から気相への相転移による膨張およびそれに引き続く気相の熱膨張によって賄われると考えられる。このクラック周辺が200℃程度であると, これより深い所はさらに高温であることが予想される。しかし, このクラックの下に深さ方向に500 mの厚さにわたり存在すると考えられているスメクタイト層が200℃以下でのみ安定であることを考慮すると, これより浅部に位置するクラック周辺の温度が200℃もあるとは考えにくい。温度上昇により熱膨張が発生しているとしても, やはり, その効果だ

けでは観測された膨張量は説明できない。 地下の温度変化に対して感度のある地磁気観測の結果は, 2017 年 2 月 27 日から 2018 年 2 月 25 日まで一貫して消磁傾向を示しており, 熱消磁による変化だと考えられている(気象庁, 2019b)。 消磁源は硫黄山直下約 200m に推定されており, これは SAR データから推定された膨張源とほぼ同じ深さである。 以上より, 浅部のクラックの膨張には温度上昇に伴う熱膨張の効果も一部含まれるものの, 支配的な要因ではないと考えられる。

このクラック状圧力源は比抵抗分布から推定された不透水層の上に存在しているため, 一般的に圧力が溜まりにくいと考えられる水理構造のもとで推定された圧力源であり, どのようなメカニズムで増圧が進行するのか興味深い。 こうした浸透率構造の不均質を考慮した上で, Tsukamoto et al. (2018)で示された, 上昇する熱水の減圧沸騰に伴う膨張の効果を検討するためには, 例えば, 熱・質量の移動を解くことの可能な熱水流動数値計算などを用いることにより, クラック内の温度・圧力・相状態の時間変化を検討する必要がある。

Table 2.1　Acquisition information of Pi-SAR-L2 data.

Orbit name	Acquisition time	Heading *1 (deg.)	Looking (R/L)	Incident angle *2 (deg.)
EW	2014/08/07	-59	L	51
EW	2016/08/04	-59	L	51
EW	2017/09/06	-59	L	51
NS	2014/08/07	21	L	51
NS	2016/08/04	21	L	51
NS	2017/09/06	21	L	51
SN	2014/08/07	28	L	51
SN	2016/08/04	28	L	51
SN	2017/09/06	28	L	51

*1: Heading angle is defined as anti-clockwise angle from north (e.g., north: 0 degree, east: 270 degree).

*2: Incident angles are defined at Iwo-yama volcano.

Table 2.2 Interferograms used for 3-D deformation estimate

Orbit	Time period	Radar
3-D deformation estimate		
EW	7 Aug. 2014 – 4 Aug. 2016	Pi-SAR-L2
EW	4 Aug. 2016 – 6 Sep. 2017	Pi-SAR-L2
NS	7 Aug. 2014 – 4 Aug. 2016	Pi-SAR-L2
NS	4 Aug. 2016 - 6 Sep. 2017	Pi-SAR-L2
SN	7 Aug. 2014 – 4 Aug. 2016	Pi-SAR-L2
SN	4 Aug. 2016 - 6 Sep. 2017	Pi-SAR-L2
131-260	30 Sep. 2014 – 19 Jul. 2016	PALSAR-2
131-260	19 Jul. 2016 – 10 Oct. 2017	PALSAR-2
23-2790	9 Feb. 2015 – 8 Aug. 2016	PALSAR-2
23-2790	8 Aug. 2016 – 18 Sep. 2017	PALSAR-2
2.5-D deformation estimate		
131-260	10 Oct. 2017 – 10 Apr. 2018	PALSAR-2
23-2970	18 Sep. 2017 - 16 Apr. 2018	PALSAR-2

Table 2.3 Parameters of best-fit source model (2014-2016)

Parameters	Sill	Sphere	Ellipsoid
RMSE [cm] *1	1.1	0.91	0.86
Latitude [deg]	31.946425 *2	31.9468	31.946837
Longitude [deg]	130.852959 *2	130.8529	130.853127
Depth [m]	149 [-7/+4] *2	117 [-5/+5]	106 [-7/+5]
Length [m]	95 [-22/+17]	-	-
Width [m]	32 [-2/+20]	-	-
Major axis a [m]	-	-	15 [-3/+5]
b / a [m/m] *3	-	-	0.66 [-0.06/+0.10]
Dip [deg] *4	0 (fixed)	-	63 [-6/+9]
Strike [deg] *5	0 (fixed)	-	236 [-14/+12]
Opening [m]	1.3 [-0.6/+0.2]	-	-
$\Delta P / \mu$ [Pa/Pa] *6	-	-	0.94 [-0.61/+0.60]
Volume change [m^3]	3,952	4,290 [-459/+388]	5,903

Estimate error shows 2.5 and 97.5 % percel.

1: RMSE is root mean square error, which is defined as: $\sqrt{\frac{\sum_i^N (\boldsymbol{Obs}(i)-\boldsymbol{Cal}(i))^2}{\boldsymbol{N}}}$ where $\boldsymbol{Obs}$ is observation value, $\boldsymbol{Cal}$ is calculation value, $\boldsymbol{i}$ is pixel index, and $\boldsymbol{N}$ is number of pixels used for the calculation.

2: ratio of minor axis b to major axis a.

3: Position of the horizontal crack corresponds to its south-west corner.

4: Dip angle δ is defined as $\delta = 0^\circ$ if the ellipsoid is horizontally dipping and $\delta = 90^\circ$ if vertically standing.

5: Strike angle θ is defined as $\theta = 0^\circ$ (north), 90° (east), 180° (south), 270° (west).

6: $\Delta P / \mu$ corresponds to ratio of pressure change (ΔP) to host rock rigidity (μ).

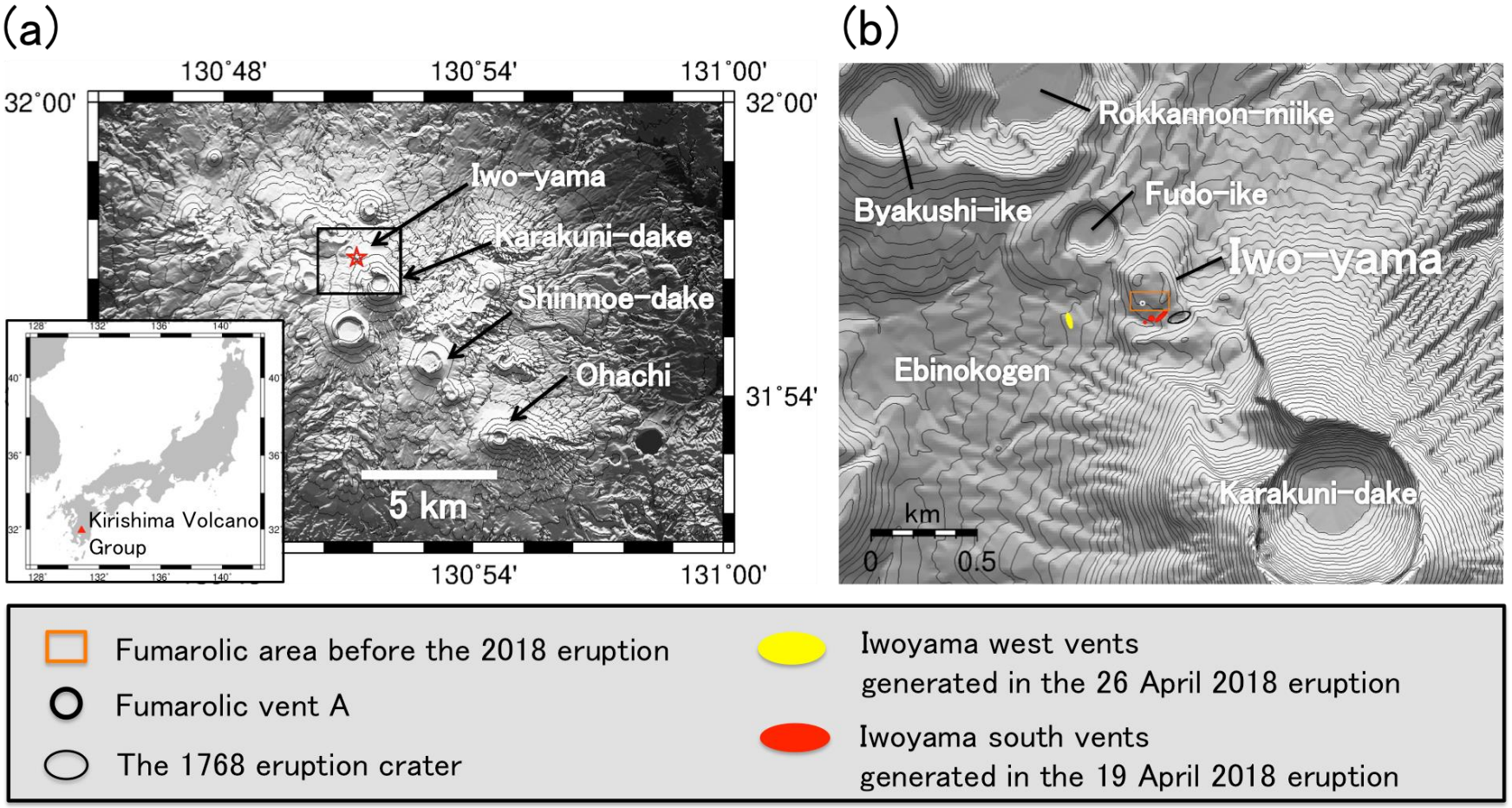


Fig. 2.2.1 Map around Iwo-yama volcano. (a) Map of Kirishima Volcano Group. A red star shows location of Iwo-yama. An inset rectangle indicates a local region corresponding to the region of (b). Interval of elevation contour is 100 m. (b) Close view around Iwo-yama. Interval of elevation contour is 10 m.

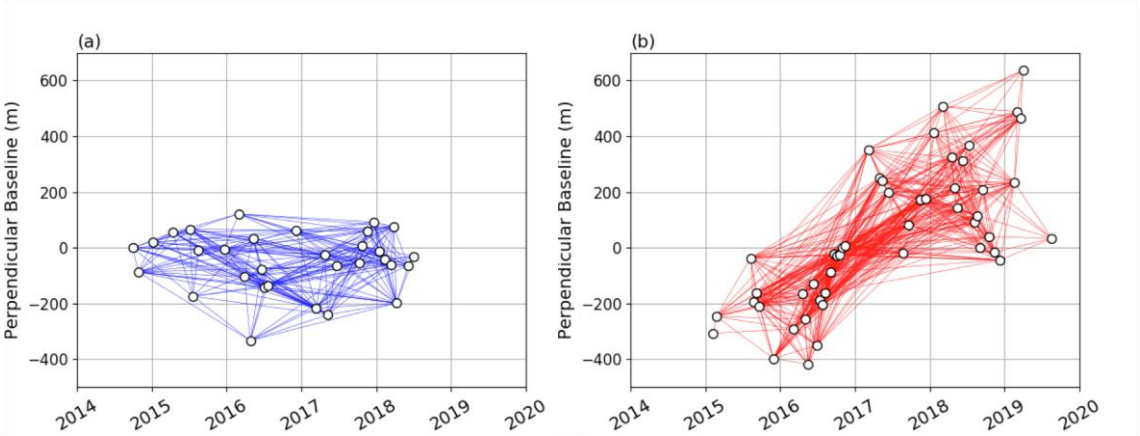


Fig. 2.4.1 Relationship between temporal and spatial baseline of (a) path 131 and (b) path 23. White circles indicate time epochs of dat acquisition. Red and blue lines indicate connections between two acquisitions.

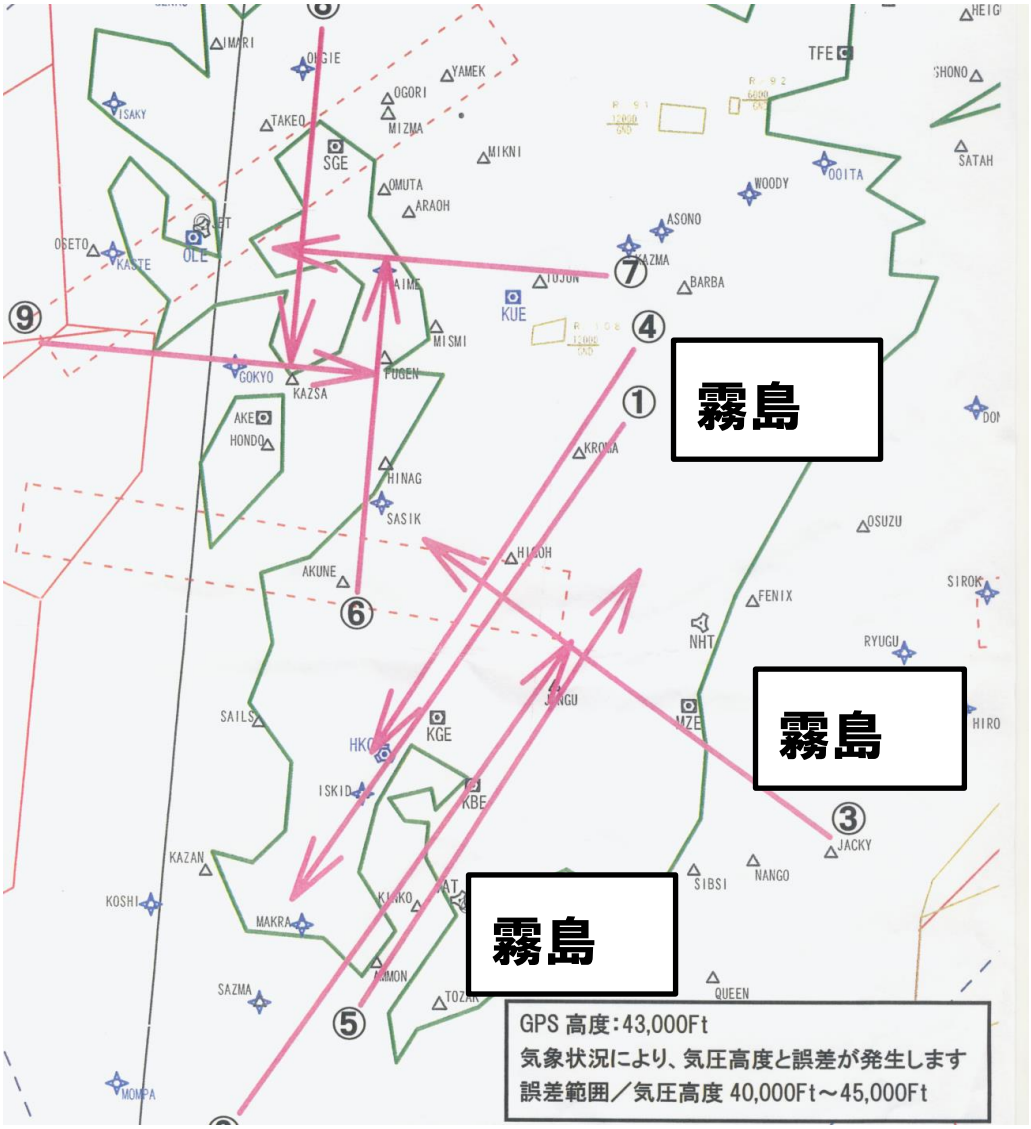


Fig. 2.4.2 Flight paths of Pi-SAR-L2 (EW, NS and SN) for observing Kirishima volcano.

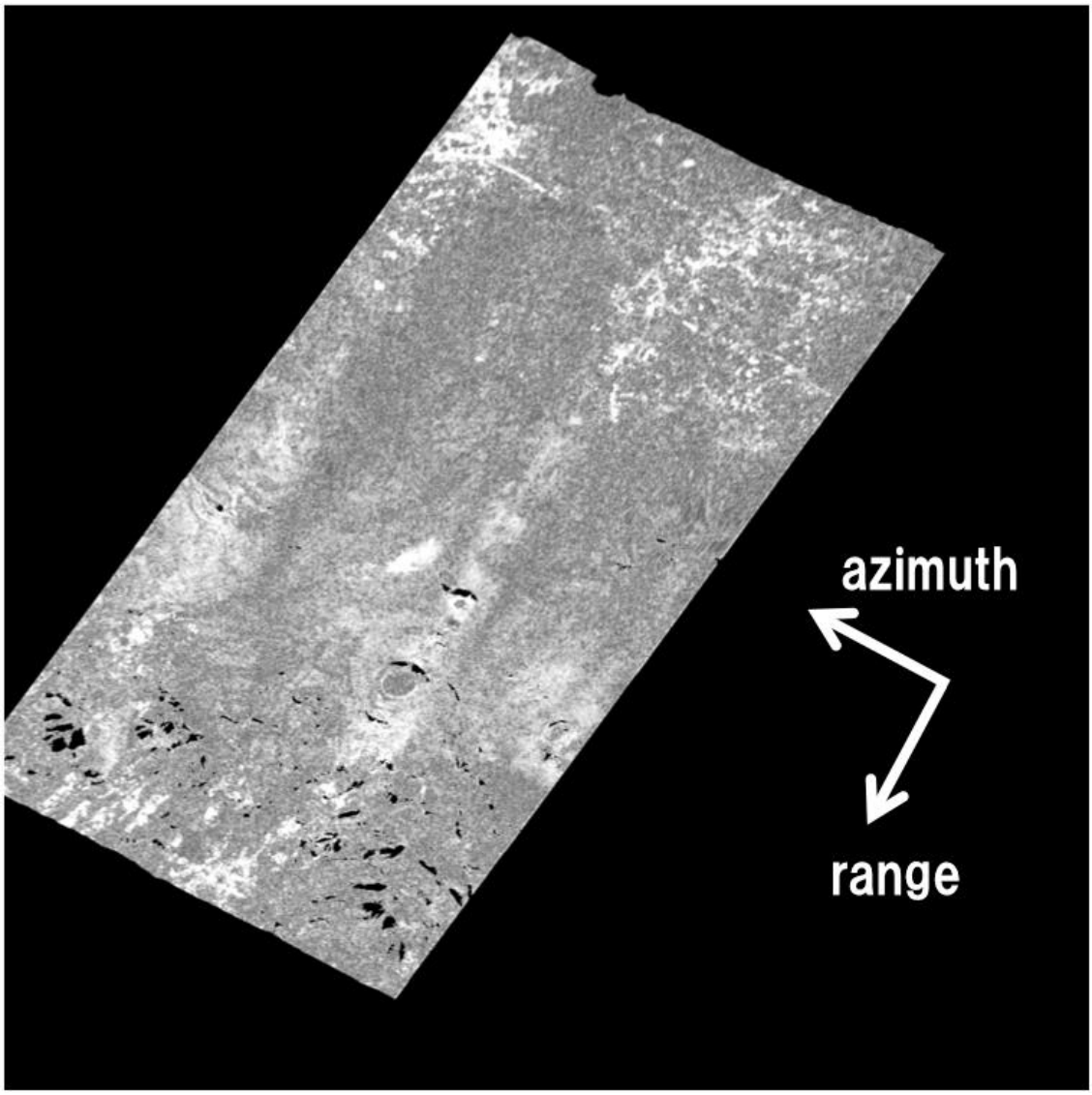


Fig. 2.4.3 An example of coherence map of Iwo-yama volcano, observed from the EW orbit between 2014 and 2017. Some incoherent fringes perpendicular to azimuth direction can be seen. White-colored areas indicate area with high coherence.

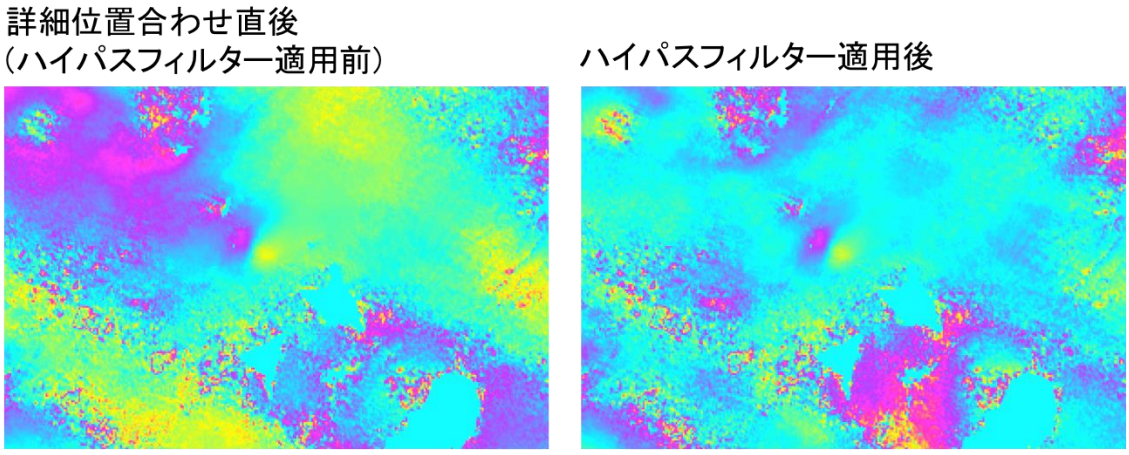


Fig. 2.4.4　An example of an improved interferogram before and after the low-pass filtering.　The filter was applied to the fine-coregistorated interferogram.　This example shows the interferogram observed from the NS orbit between 2014 and 2016.

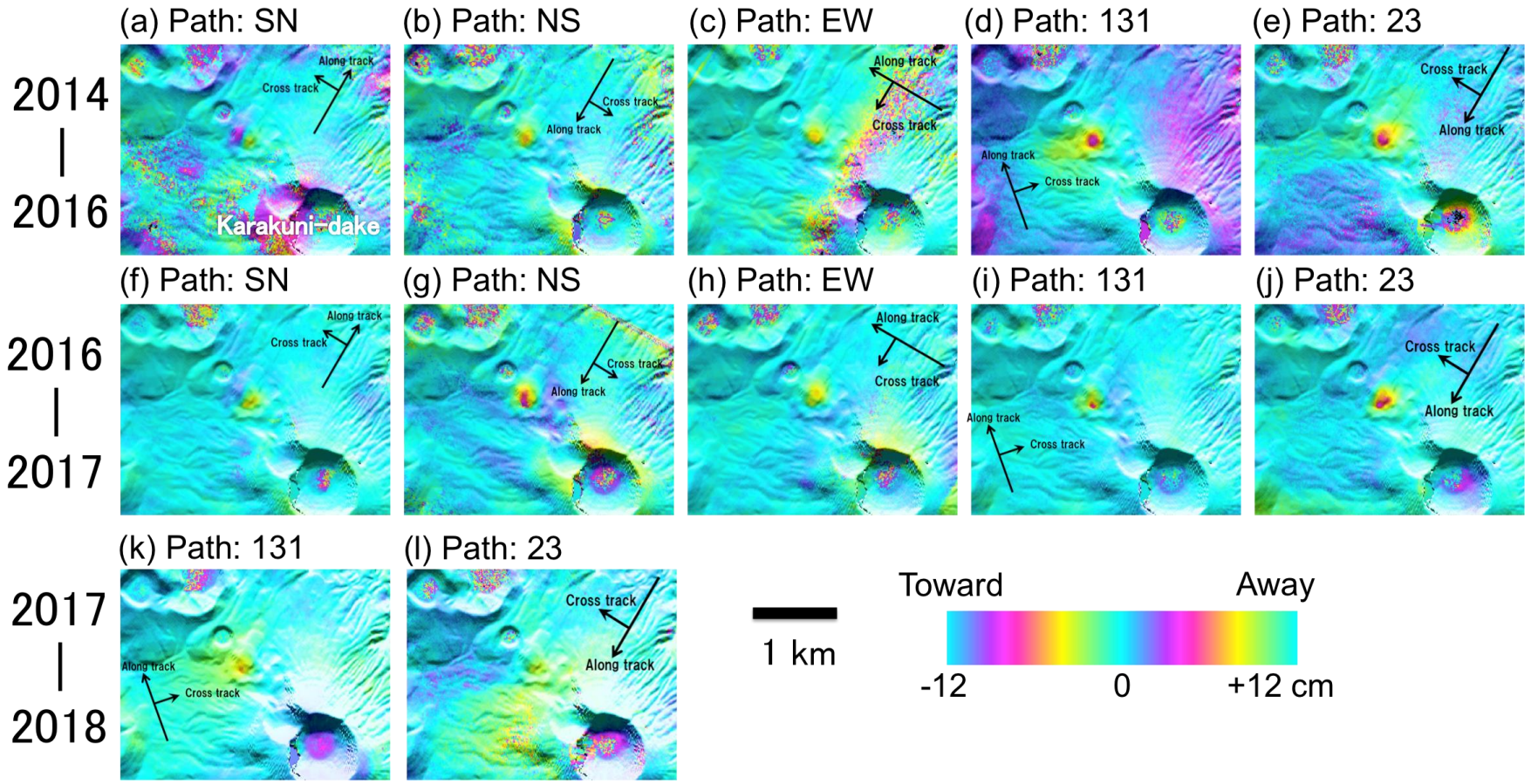


Fig. 2.5.1 Interferograms generated from Pi-SAR-L2 (a, b, c, f, g and h) and ALOS-2 data (d, e, i, j, k and l). (a-e) and (f-j) indicate the interferograms used to estimate 3-D deformation, spanning between 2014 – 2016 and between 2016 – 2017, respectively. (k) and (l) indicate the interferograms used to estimate 2.5-D deformation, spanning between 2017 – 2018. Displacements in line-of-sight directions (dLOS) in minus show ground movement toward the SAR platforms.

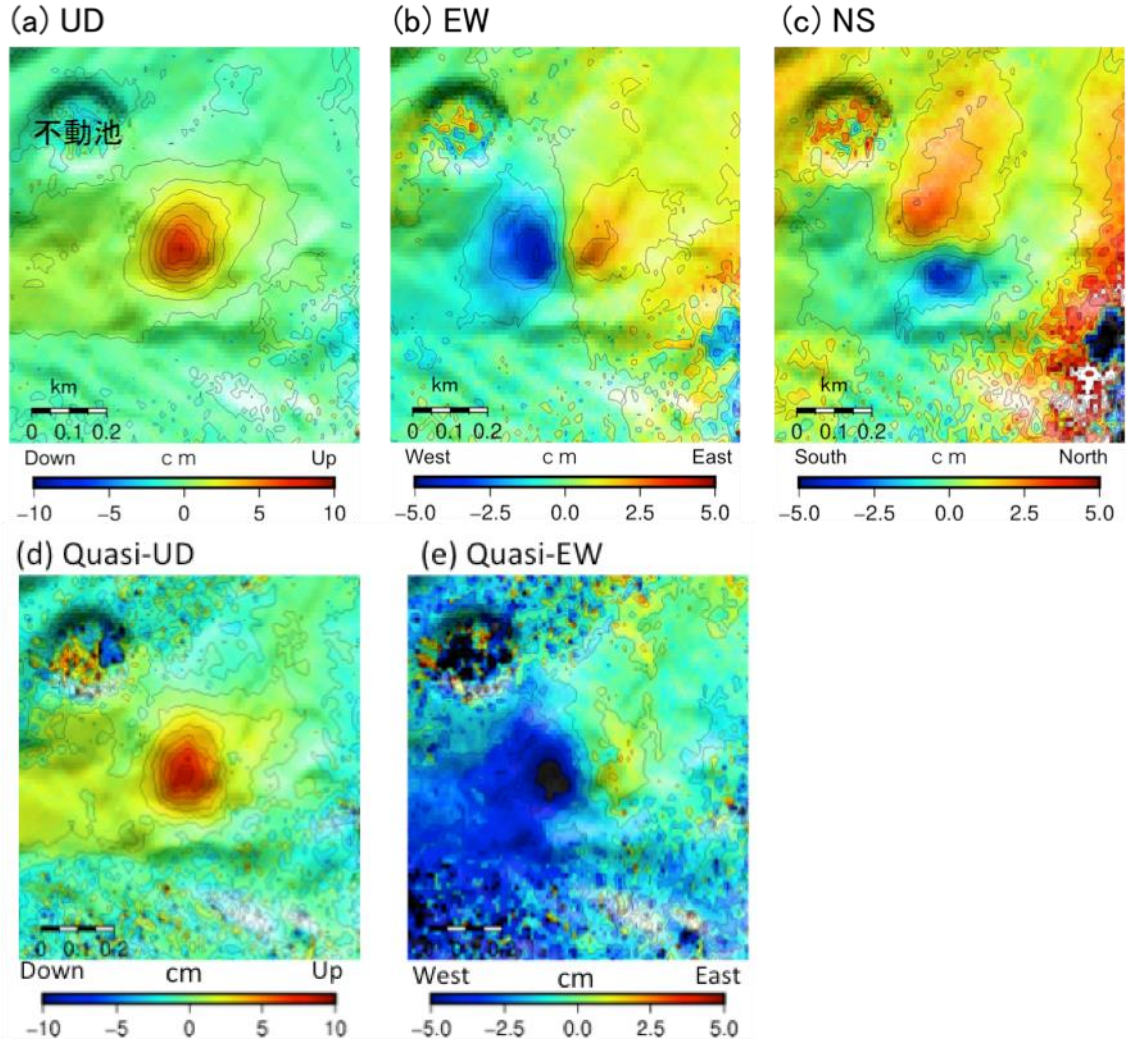


Fig. 2.6.1 (a)-(c) 3-D displacement field between 2014 – 2016. Inflation center is located over fumarolic area within an edifice of iwoyama. (d), (e) 2.5-D displacement field between 2014 - 2016.

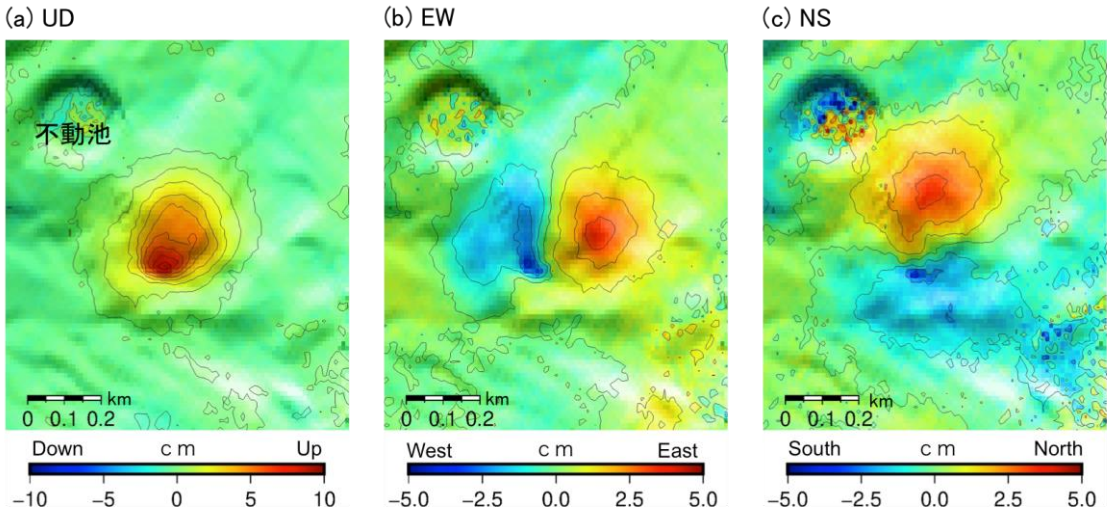


Fig. 2.6.2　3-D displacement field between 2016 – 2017. Inflation peak is localized in south edge of the deformation contour, which is close to eruptive vents formed on the 19 Apr. 2018 eruption.

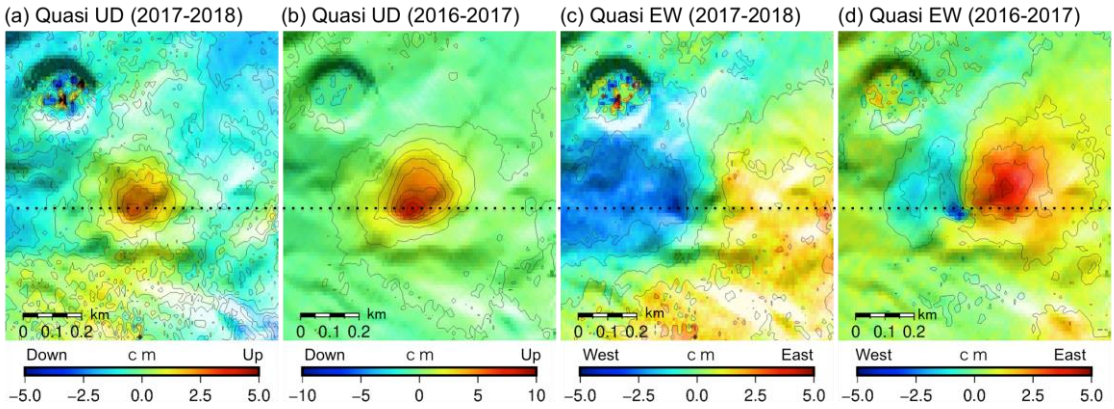


Fig. 2.6.3 Comparison between 2.5-D displacement fields between 2016 – 2017 and 2017-2018. Horizontal dashed line corresponds to the location of inflation peak between 2016-2017.

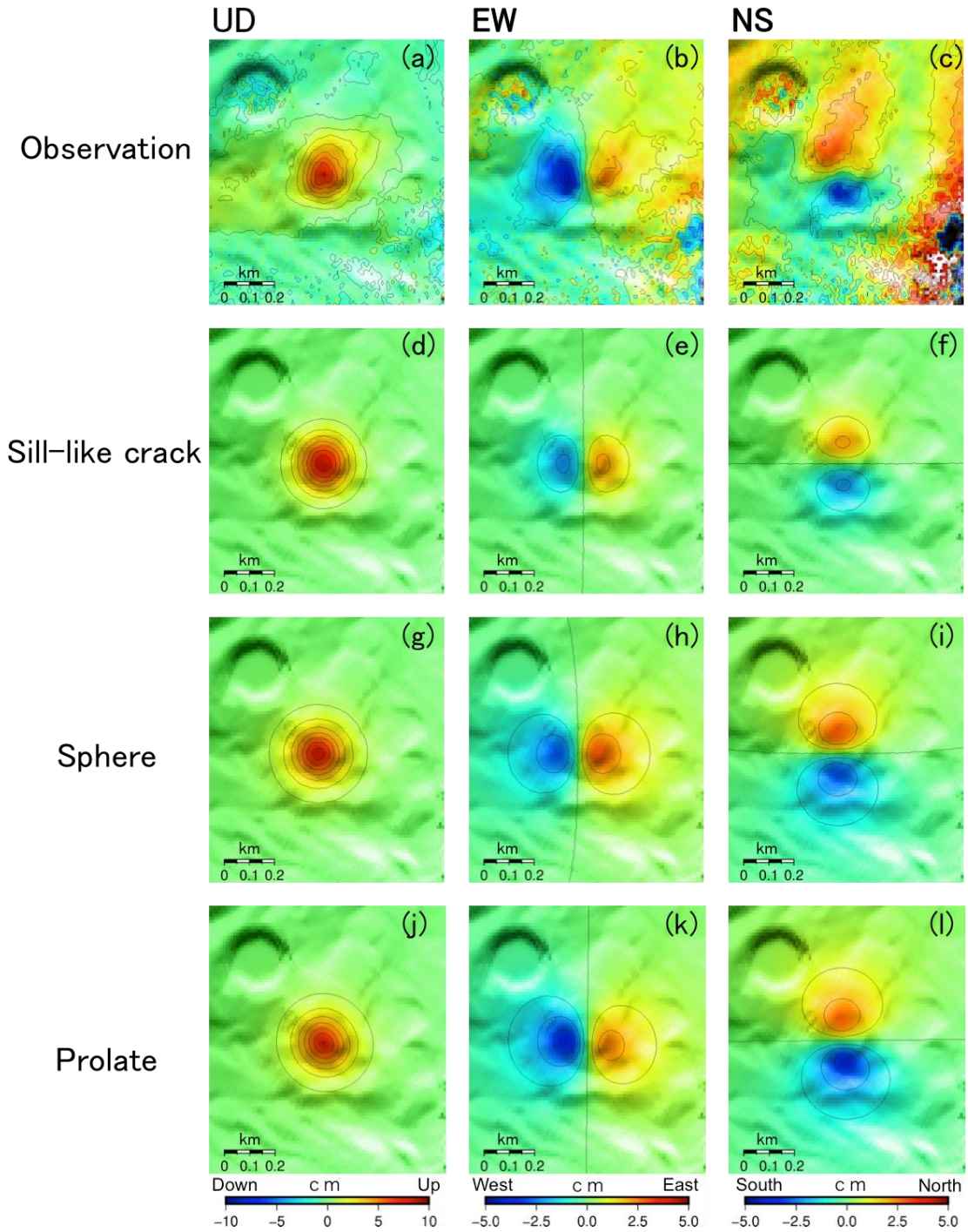


Fig. 2.6.4 Comparison between observed (a-c) and modeled 3-D displacement field, including a sill-like horizontal crack source (d-f), a point-approximated spherical source (g-i) and a dipping prolate spheroidal source (j-l) during 2014-2016.

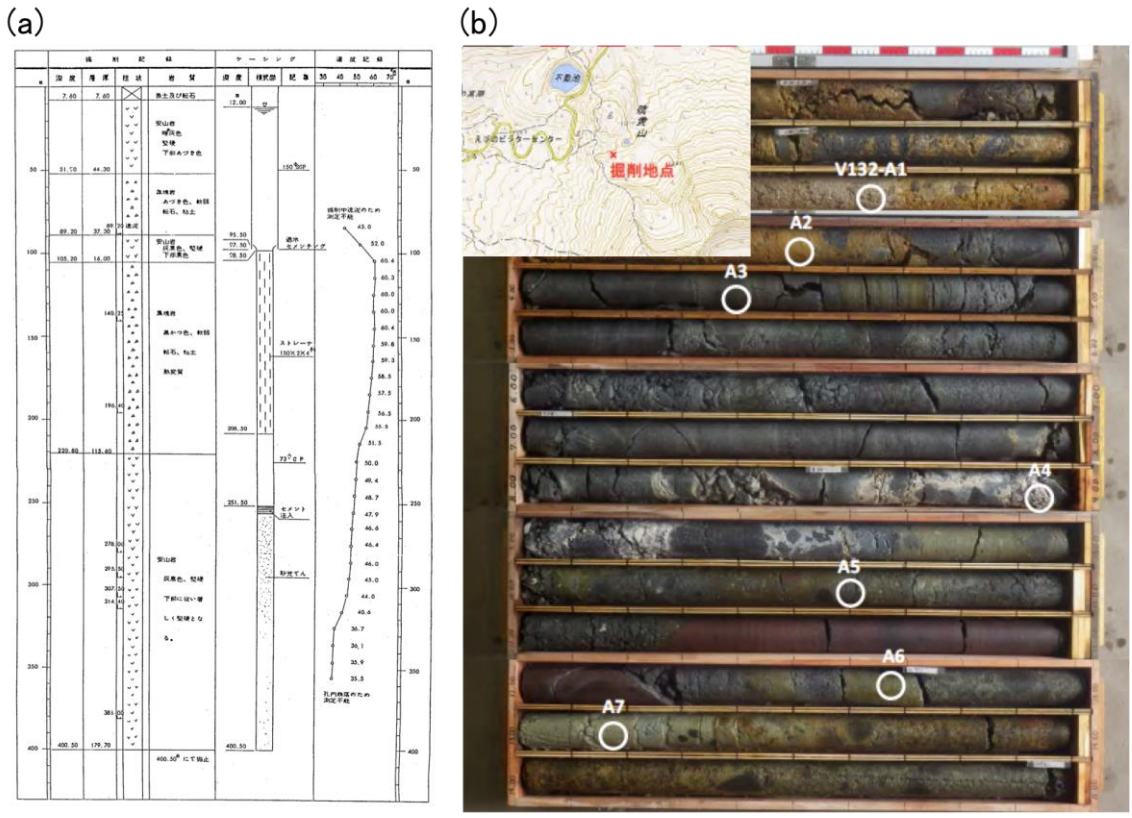


Fig. 2.6.5　(a) Drilling core at 1km west of Iwoyama. Drilling depth is 400 m. There are alternately soft (軟石) and solid rock faces. (b) Drilling core at 300 m south of Iwoyama. Drilling depth is only 15 m. A1-A3 correspond to deposit of edifice collapse of Mt. Karakuni-dake. A4-A6 correspond to deposit of ash and block from Mt. Karakuni-dake. A7 corresponds to deposit of Kobayashi pumice.

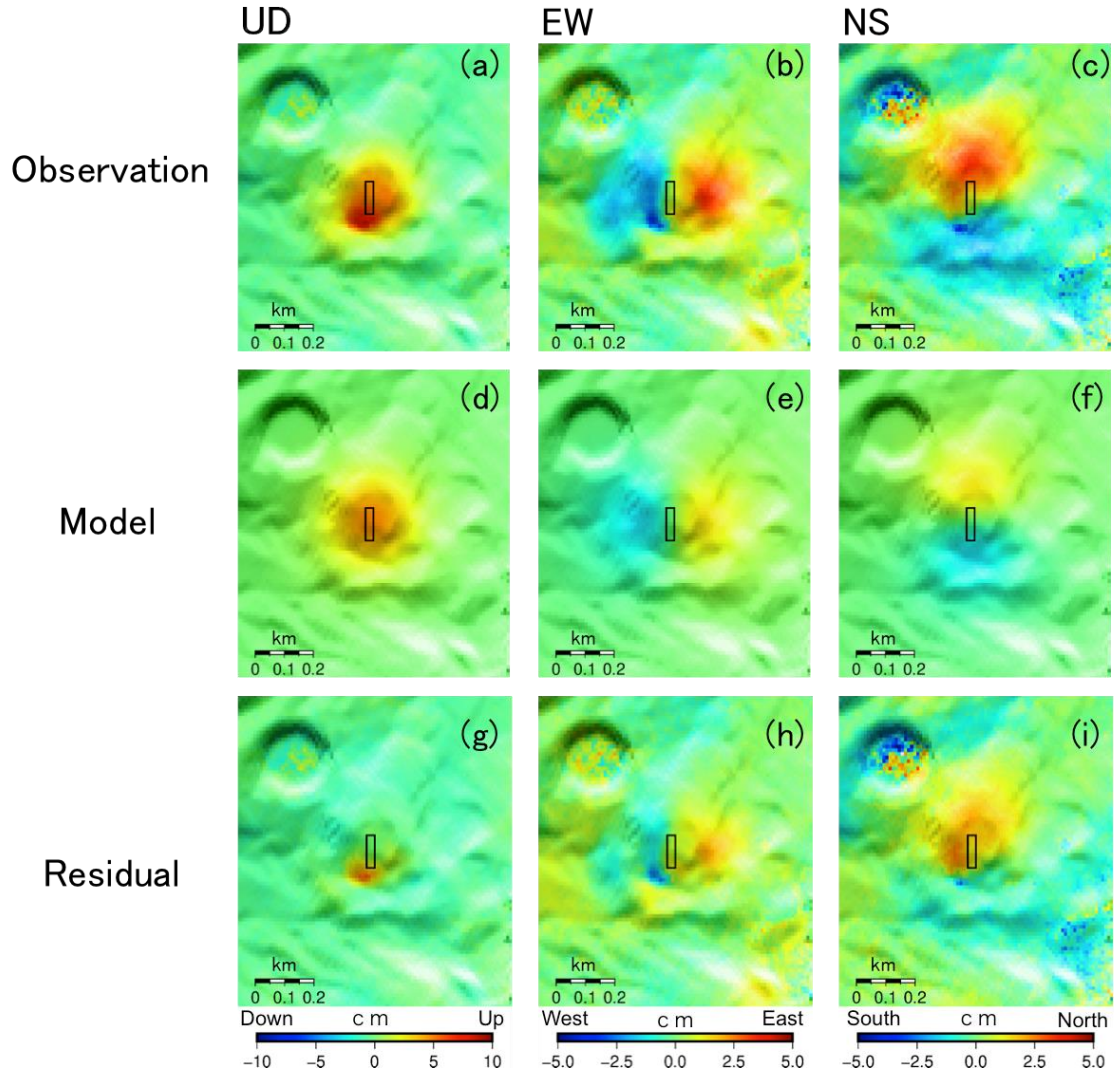


Fig. 2.6.6 Comparison between observed (a-c) and modeled displacement using a sill-like horizontal crack source (d-f) during 2016-2017. (g)-(i) show residual between the observed and modeled displacement. Rectangles show geometry of the optimal crack source estimated from the 3-D displacement data between 2014-2016.

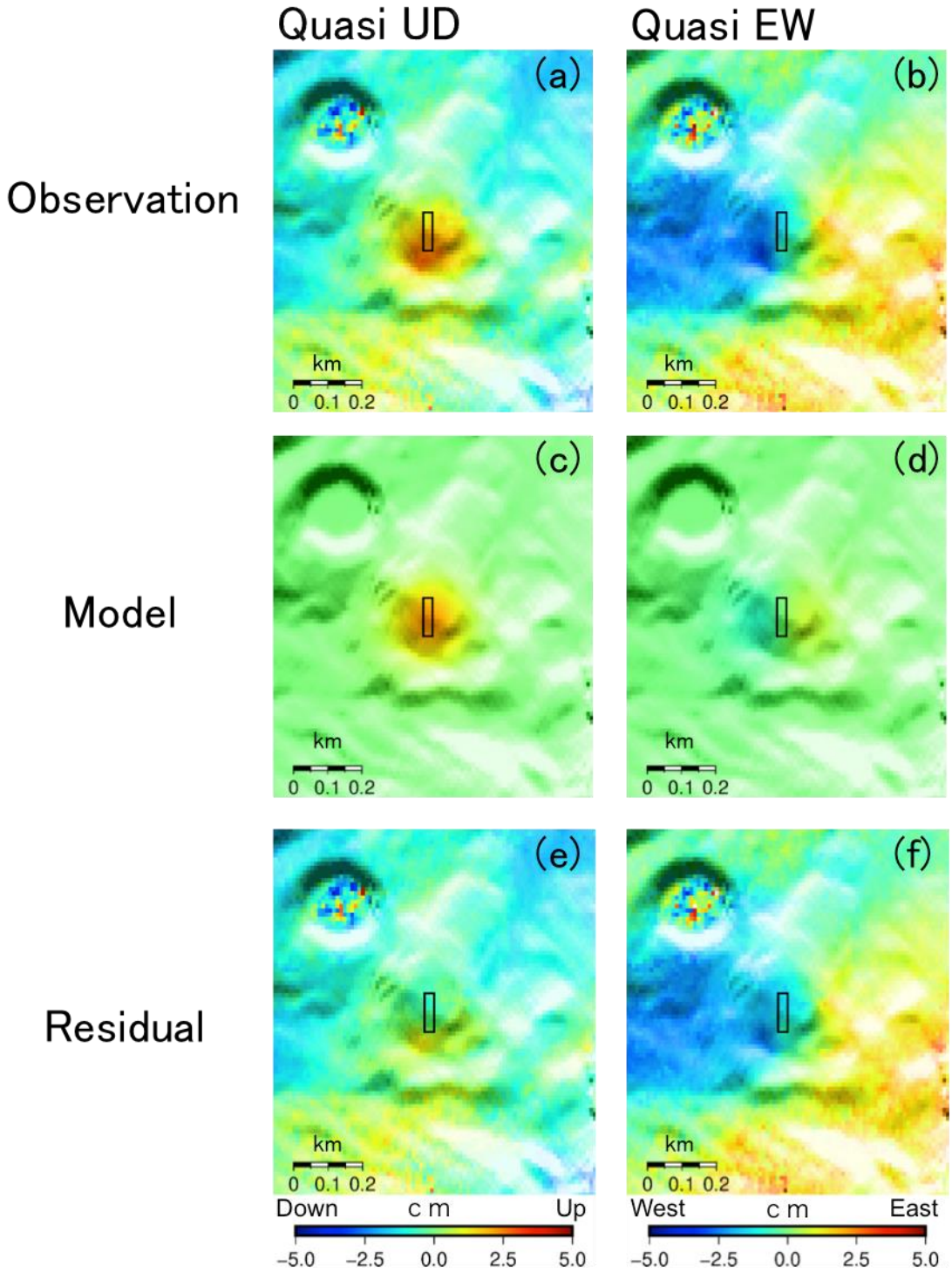


Fig. 2.6.7 Comparison between observed (a-b) and modeled displacement using a sill-like horizontal crack source (c, d) during 2017-2018. (e) and (f) show residual between the observed and modeled displacement. Rectangles show geometry of the optimal crack source estimated from the 2.5-D displacement data between 2017-2018.

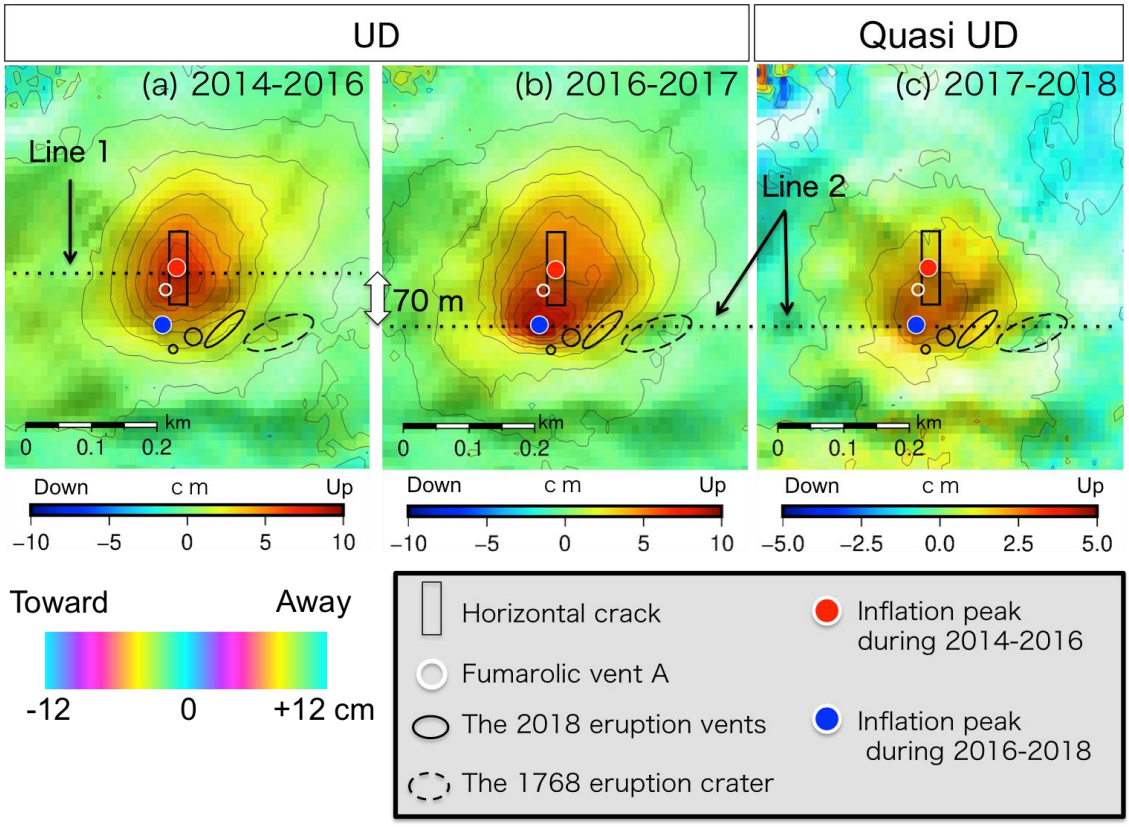


Fig. 2.7.1 Migration of inflation peak. Spatial distribution of uplift or quasi uplift between (a) 2014-2016, (b) 2016-2017 and (c) 2017-2018 around the eruptive vent formed on 19 April 2018. Line 1 and Line 2 indicate location of the inflation peaks during 2014-2016 and 2016-2018. White arrows indicate migration distance between inflation peak during 2014-2016 (red points) and 2016-2018 (blue points). White circles indicate fumarolic vent "A", which is the vent of mud eruption on 26 April 2017. Black solid and dashed ellipsoids indicate the eruptive vents generated in the 2018 eruption and the 1768 eruption, respectively. Rectangles indicate geometry of modeled horizontal crack.

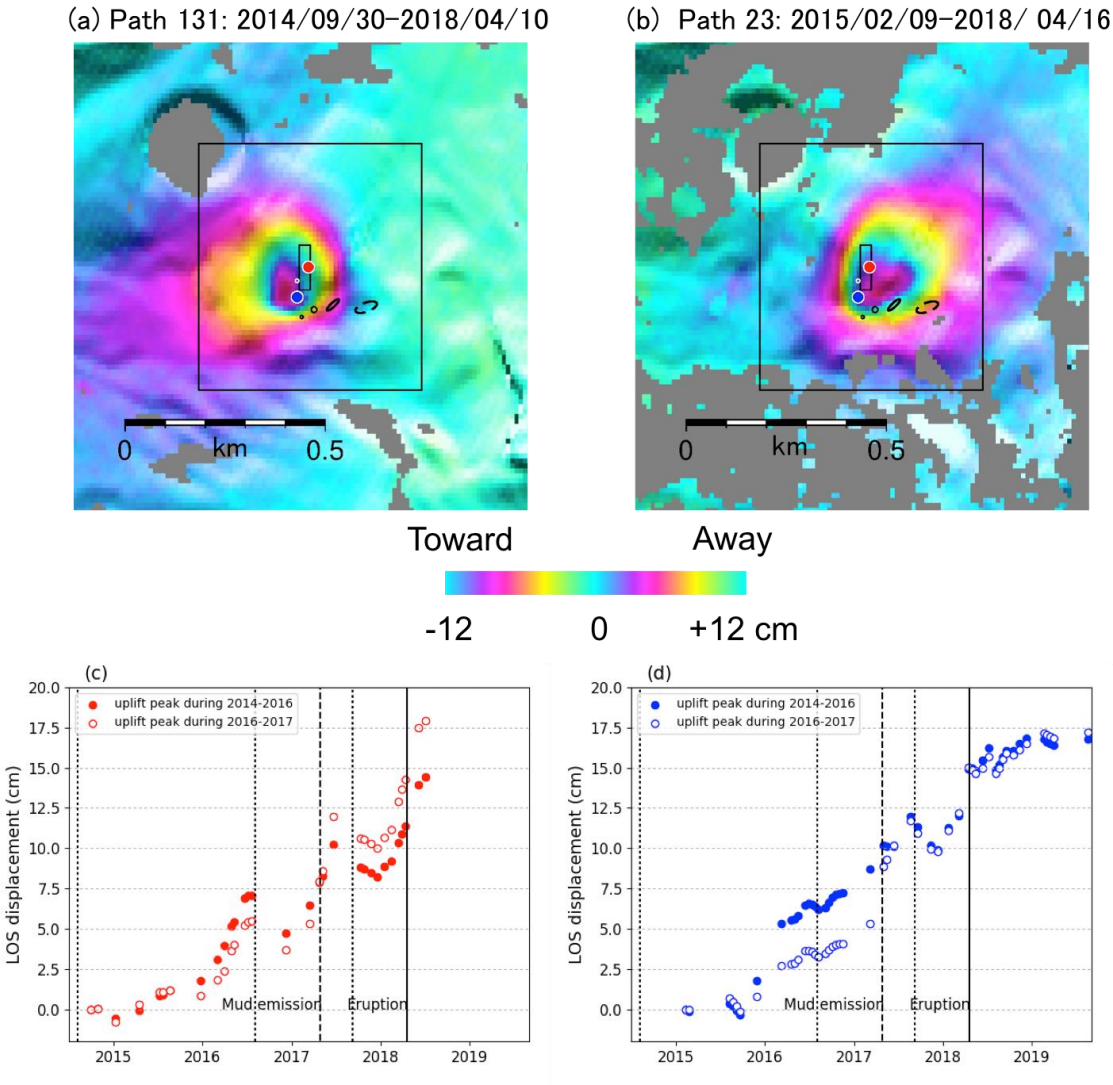


Fig. 2.7.2 Cumulative line-of-sight displacement (dLOS) observed from (a) path 131 and (b) path 23. Symbols shown in (a) and (b), such as the rectangles, indicate the same ones as in Fig. 2.7.1. (c) and (d) corresopond to the dLOS time series of (a) and (b) at the uplift peak during 2014-2016 (the red circle) and that during 2016-2017 (the blue circle). Solid, dashed and dotted lines indicate timing of the phreatic eruption on 19 April 2018, the timing of the mud eruption from the fumarolic vent "A" on 26 April 2017, and acquisition date of the Pi-SAR-L2 data. Around the day of the mud eruption, dLOS speed at the inflation peak during 2016-2018 exceeded (c) or reached (d) that at the inflation peak during 2014-2016.

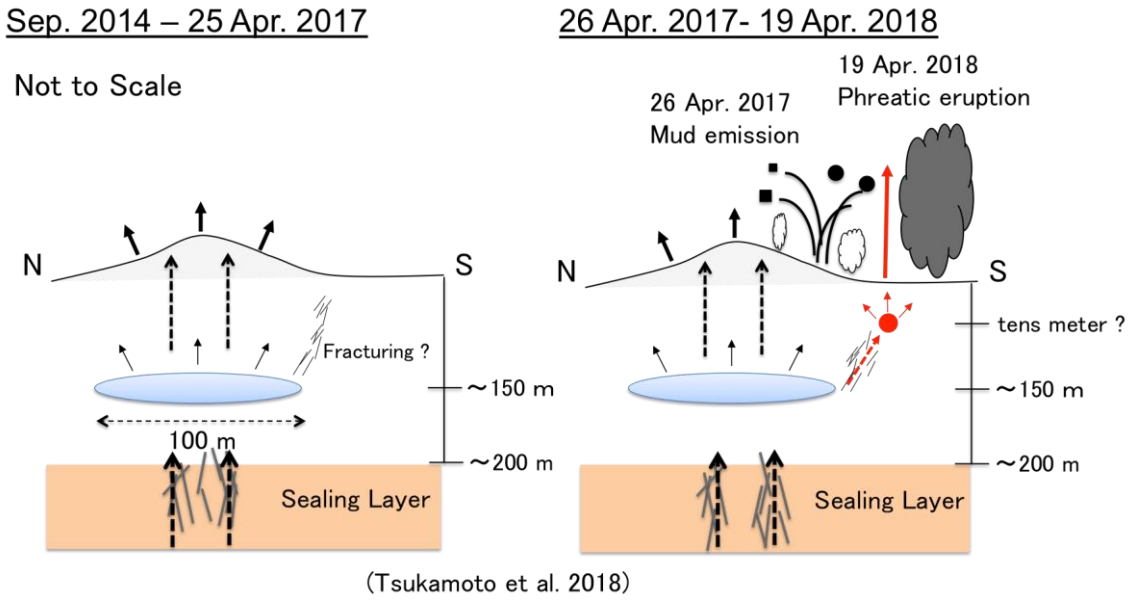


Fig. 2.8.1 Schematic illustration of pre-eruptive process at a shallow depth. Solid arrows indicate displacement on ground surface. Dashed arrows show subsurface fluid migration. Black and red colors indicate events before and after the mud emission in April 2017, respectively. The blue ellipsoid corresponds to the pressurized crack. The red circle corresponds to the local inflation source.

第 3 章　水蒸気噴火後の緩和過程の測地学的研究

(御嶽山 2014 年噴火後の山体収縮と噴気活動との定量的な関係)

本章の内容は, 以下の雑誌論文の内容に基づいている。なお, 1 は成田(2017, 修士論文)と博士過程 1 年次に行った追加解析・議論の成果をまとめたものである。

1. Narita S, Murakami M (2018) Shallow hydrothermal reservoir inferred from post-eruptive deflation at Ontake Volcano as revealed by PALSAR-2 InSAR. Earth Planets Space 70:191. doi: 10.1186/s40623-018-0966-6
2. Narita S, Murakami M, Tanaka R (2019) Quantitative relationship between plume discharge and two deflation sources after the 2014 phreatic eruption at Ontake volcano, Japan. Earth Planets Space 71:145. doi: 10.1186/s40623-019-1124-5

3.1　水蒸気噴火後の減圧過程の地球物理学的研究

第 2 章では，噴火の準備過程で進行する地下浅部の増圧に焦点をあててきた。しかし,このように，噴火前数年の時間スケールで進行する地下浅部の増圧を捉えた観測事例は依然ごく少ない。 一方で，水蒸気噴火後の挙動に関する観測事例は比較的多く存在する。 このとき，水蒸気噴火後の挙動は大きく二パターンに分類できる(Figure 3.1.1)。 すなわち，(1) 噴火後数年以内にマグマ噴火へと移行する場合と，(2) マグマ噴火に移行せずに単発の水蒸気噴火として終わる場合である。(1)は多くの火山でマグマ噴火の直前に普遍的に見られる現象であり，マグマ上昇に伴い，地下水に対する急激な熱供給率の増加により発生すると考えられており，この場合の水蒸気噴火はマグマ噴火の前兆現象の一部であるという考え方もできる。 事例としては，例えば，十勝岳、1926，1962，1988 年噴火(石塚ほか，2010)，北海道駒ヶ岳 1942 年噴火(勝井ほか，1989)，White Island 火山 1967-2008 年噴火 (例えば，Peltier et al.，2009)，St.Helens 火山 1980 年噴火(例えば，Thomas et al.，1982)，雲仙火山 1990-1995 年噴火(Nakada et al.，1999)，霧島新燃岳 2011 年噴火 (福岡管区気象台・鹿児島地方気象台，2013)，Turrialba 火山 2014-2015 年噴火(de Moor et al.，2016a)，Poas 火山 2006-2016 年噴火(de Moor et al.，2016b)，Agung 2017 年噴火(Albino et al.，2019)などが挙げられる。 (2)に関してはいくつかの火山で地球物理学的・地球化学的観測の報告事例があるが，まだまだ事例が少なく，(1)のパターンほど詳細な研究はなされていない。 また，(2)は噴火後の山体の圧力状態の違いに着目することで，さらに 2 パターンに細分化できる (Figure 3.1.1)。 一つ目(2.1)は，噴火後も山体膨張や火口近傍の隆起が継続し，そのまま変動が高止まりになる，不可逆的な変動パターンである。これは，長期間の火口近傍観測や InSAR 観測の継続に伴い，近年報告例が増えてきている。 例えば，北海道駒ヶ岳 2000 年噴火(Iwashita et al.，2005)，口永良部島 2004-2014 年(斎藤ほか，2015)，硫黄島 2015-2016 年噴火 (Ueda et al.，2018)，箱根火山 2015 年噴火(Kobayashi et al.，2018；Doke et al.，2018)，霧島硫黄山 2018 年噴火(本稿第 2 章)，White Island 火山 2016 年噴火(Hamling，2017)などが挙げられる。二つ目(2.2)は，噴火と同時に減圧に転じ，次の噴火まで数年から数十年の間隔を示すパターンである。(2.2)に関する地球物理的研究も少ないながらいくつかの火山で報告例があり，例えば，駒ヶ岳 1996，1998 年噴火(森ほか，1997；Jousset et al.，2000)，kiska 島 1990 年(Lu et al.，2002)，九重山 1995 年(e.g.，橋本ほか，2002；Nakaboh et al.，2003)，硫黄島 2002，2012 年噴火(e.g.，Ueda et al.，2018)，Tongariro 火山 2012 年(e.g.，Hamling et al.，2016；Miller et al.，2018)，御嶽山 2014 年(Murase et al.，2016；Narita and Murakami，2018)，White Island 火山 1970-2008 年(e.g.，Peltier et al.，2009)などが挙げられる。 特に，九重山では,1995 年の水蒸気噴火以降継続していた山体収縮が 2012 年には膨張に転じており(例えば，森ほか，2019)，これは，2002 年時点で地磁気観測からも予想されていた時間推移に当てはまる(橋本ほか，2002)。

このように，噴火直後から減圧に伴う収縮性の変動が数年から数十年継続したのち膨張に転じるという九重山の一連の過程は，(2.2)タイプの挙動を示す火山の一つのモデルケースであり，他の火山でも将来十分に起こりうると考えられている（例えば，Hamling et al., 2016)。

また，(2.2)の事例の多くに共通する特徴としては，噴火後も継続的な噴気活動を伴う点が挙げられる。 そのため，沈降の原因は流体放出による山体浅部の帯水層や熱水溜まりの減圧であると解釈されることが多い(e.g., Lu et al., 2002; Nakaboh et al., 2003)。ただし,収縮する浅部の熱水溜まりだけで噴気の質量を全て賄っているとは限らない。 例えば，九重山では 1995 年の水蒸気噴火後に火口直下 600m の浅部に収縮源が推定されており，山体収縮は最大数 GW の大規模な噴気放出と時間的に同期していることから流体放出に伴う噴気活動であることが示唆されている（Nakaboh et al., 2003)。ただし，全磁力観測により示唆される冷却帯磁から推定される浅部からの放熱量だけでは，地表で観測される噴気の放熱量を説明できないことから，より深部のマグマ溜まりからマグマ性流体の供給が寄与していることが指摘されている(橋本ほか, 2002)。 さらに，噴気中の水の同位体分析からは，噴気中には深部のマグマに由来する水が 30-40%程度混入していると解釈されている(平林ほか, 1996)。New Zealand の Tongariro 火山では，2012 年の水蒸気噴火後に InSAR から深さ 500m の浅部に，GNSS データからは深さ 2.5km にそれぞれ収縮源が推定されている(Hamling et al., 2016)。 さらに，噴火後には高温噴気(～400℃)の活発な放出が継続していることから（Global Volcanism Program 2014)，これらの収縮源からの流体放出との関連が疑われる。

こうした観測事実から，噴火後に収縮性の地盤変動と噴気活動を伴う火山では，噴気として放出される質量が，浅部の収縮源から放出される質量とより深部から供給される質量の足し合わせによって表現できる可能性がある。 しかし，先行研究ではそこまで踏み込んだ質量バランスの推定は行われていない。 Miller et al. (2018)は，2012 年噴火後の New Zealand Tongariro 火山を対象として，2014 年から 2016 年 12 月まで 4 回の繰り返し重力観測と InSAR 観測データの解析から，正味の重力増加と沈降を見いだした。 さらにこれらのデータの同時インバージョンから，重力増加のソースが沈降ソースよりも浅部に位置することを推定し，収縮源から浅部への流体の移動・蓄積が進行していると結論づけた。 ただし，九重山とは異なり，この間の噴気質量の時間変化は評価されていない。 Nakaboh et al. (2003)は，浅部の流体溜まりの減圧を反映していると見られる収縮源の体積変化量から期待される質量放出量と，火口から放出された流体質量を比較することにより，より深部からの質量供給が必要であることを指摘している。 ただし，彼らの議論では，体積変化量を質量変化量に換算する際に，暗に非圧縮流体を仮定しているが，火山の熱水系では気相や気液 2 相などの圧縮性流体に富む可能性が否定できない。 この場合，体積変化量から見積もられる質量変化量は，非圧縮性流体の場合に比べて，数桁程度大きくなることが予測されるた

め (Grant and Sorey 1979; Segall, 2010; Juncu et al., 2019), 流体の相状態の検討無しに非圧縮性流体を仮定することはオーダーで質量バランスの推定を誤る可能性をはらんでいる。

一方, 地熱地帯では, 地熱流体の汲み上げ質量と再注入される流体質量が観測量として得られ, これらの差分により地熱貯留層が収縮する。これに伴い地表では水準測量やInSAR, GNSSなどの測地観測によって沈降が観測されるため, 測地学的な力源モデリングを通じて収縮源の体積変化量や形状, 深さなどのソースパラメータの推定が行われている (例えば, Segall 1985; Mossop and Segall, 1997; Keiding et al, 2010; Ali et al., 2016; Barbour et al., 2016; Juncu et al., 2017)。 すなわち, 収縮体積とそれに相当する質量流出量の両者が既知であるため, 収縮する地熱貯留層の熱力学的な状態(流体密度と圧縮率)の推定が可能となり, こうした推定は近年地熱掘削現場で盛んに行われている (例えば, Hreinsdóttir et al., 2014; Juncu et al., 2017; Juncu et al., 2019; Receveur et al., 2019)。 例えば, Juncu et al. (2019)は,流体の汲み上げに伴って収縮する地熱貯留層を対象として, 貯留層からの流体汲み上げ量, 貯留層への還元水の再注入量などの質量バランスの情報とInSARやGNSSなどの測地観測から推定された貯留層の収縮源のソースパラメータを組み合わせることで, 貯留層全体の体積弾性率などの力学量や気液比などの熱力学量の推定を試みている。

活動的な火山においては, このような質量バランスや地殻変動源内の物性の推定はマグマ噴火を対象として行われてきたが(例えば, Mastin et al., 2009; Voight et al., 2010; Kozono et al., 2013; Kilbride et al., 2016; Delgado et al., 2019), 水蒸気噴火が頻繁に発生する場ではほとんど行われていない。 本研究の対象である御嶽山(中央日本)では, 九重山1995年噴火やTongariro火山2012年噴火の事例と同様に, 2014年の水蒸気噴火後に山体浅部(深さ0.5 km)および深部(深さ 3-6 km)の収縮と活発な噴気活動が継続しており, 収縮源からの流体放出と噴気活動との関連性が疑われている (Narita and Murakami, 2018)。

3.2　御嶽山

3.2.1　噴火史の概要

御嶽山(標高 3067 m)は長野―岐阜県境に位置する成層火山であり，活火山としては富士山に次いで日本で 2 番目に高い火山である。 山体は主に安山岩質～デイサイト質で構成される。 基盤岩類は標高 1700 m まで確認されており，火山噴出物の厚さは最大 1300 m 程度である (山田・小林, 1988)。山体は南北 4km に台形に伸びるような形状をしており，南部には埋没カルデラを有する。御嶽山の主な活動時期は，古期(約 75-42 万年前)と新期(9-2 万年前)の２つに分けられる(Figure 3.2.1)。 古期火山体は玄武岩質-安山岩質で構成され，現在の山体よりやや大きい成層火山(被覆面積: 80 km^2)であり，その上から新期山体が覆っている。 新期の活動は大量のデイサイト-流紋岩質テフラの放出によって特徴付けられる。まず，継母岳火山群のデイサイト-流紋岩質軽石の放出に伴って古期山体の中央部にカルデラが形成された。 引き続く継母岳の活動やその北側に位置する摩利支天火山群の安山岩質火砕物の噴出によりカルデラは埋め立てられた。 摩利支天火山群の活動により，山頂部分南北 4km に渡り成層火山群が重なり合う現在の御嶽山の地形が形成された。 最後の大規模なマグマ噴火は，従来まで，約 2 万 3 千年前の三ノ池溶岩の流出であるとされてきた(山田・小林, 1988)。

しかし，近年の詳細な地質調査により，過去 1 万年以内に少なくとも 11 回の水蒸気噴火と 4 回のマグマ噴火の痕跡が認められたことから，従来考えられていたよりも高頻度で噴火が発生していたと推定されている(例えば，鈴木ほか，2010)。 さらに，歴史時代には 1979，1991，2007，2014 年の４回噴火しており，すべて水蒸気噴火である。 歴史時代の噴火は，山体南部の開析谷である地獄谷 (Figure 3.2.2)において発生しており，地獄谷では 17 世紀頃から活発な熱水湧出や噴気活動も認められる(及川, 2008)。1991 年噴火と 2007 年噴火は VEI=0(Volcanic Explosive Index; Newhall and Self, 1982)のごく小規模な噴火であった。 1979 年噴火と 2014 年噴火はともに，VEI=2 と他の噴火よりも大きく，その噴火強度(= 噴出率)はマグマ噴火と遜色ない。 1979 年噴火および 2014 年噴火の噴出率は 100 m^3/sec 以上となり，ブルカノ式噴火にもひけをとらない爆発性(噴出率: 100-10,000 m^3/sec)を有していたことがわかる (中道・青山, 2016)。　とくに，2014 年噴火では死者・行方不明者が 60 余名にも達し，戦後最悪の火山災害となり，噴火規模の割には社会的被害が大きかったことで知られている (Yamaoka et al., 2016)。 以下では，主に 1979，2007 および 2014 年噴火の特徴と地球物理学的・地球化学的観測から得られた描像について簡潔に触れる。

3.2.2　1979 年噴火の概要

1979 年噴火は，1979 年 10 月 28 日午前 5 時 20 分頃に発生したと推定されており，噴火は 14-15 時頃に最盛期をむかえ，翌 29 日にはほぼ白色噴煙だけとなった(気象研究所，1984)。 噴出物に新鮮なマグマ片は認められず，熱水変質鉱物やカオリナイ

ト・モンモリロナイトなどの比較的低温環境下で産出する粘土鉱物が主体であった（小坂, 1983)。 噴出量は最近の再推定により 190 万トン程度と見積もられており，これは 2014 年噴火の噴出物量の 1.6-2.1 倍である（Takarada et al., 2016)。 噴出物は熱水変質岩や粘土鉱物が主体であり，新鮮なマグマの放出は認められなかったため，水蒸気噴火であったとされている（小坂，1983)。

この噴火は有史で記録の残る最初の噴火であり，それまで御嶽山は「死火山」であると見なされていたため，この時代には御嶽山の火山活動の監視を目的とした観測網はなかった。物理観測としては，火口から 22km 以上離れたいくつかの遠望観測点の地震記録しかない。 これらの記録によれば，噴火に先行する現象としては，噴火一年前の 1978 年 5 月から御嶽山南麓の王滝村直下で活発化した地震活動や，噴火当日の午前 5 時 20 分頃から 5-10 分に渡って継続した火山性微動が報告されているのみである(気象研究所，1984)。

地球化学的観測からは，噴火直後は 90℃と沸点程度の比較的低温ガスの放出が確認され，噴火 2 年後には一時的に 150℃ほどのやや高温のガス放出が観測されたが，硫黄同位体分析から推定されたガスの平衡温度は噴火直後の 255℃から 200℃へと低下していた。 この観測事実は，噴火後のガスからの定常的な熱供給により火道のごく地表付近の水が沸騰し，一時的に乾いた過熱状態になったことを反映していると解釈された(小坂，1983)。 また，噴火後の時間経過とともに SO2-rich なガスから H2S-rich なガスへと変化した(小坂，1983)。 こうしたガス観測結果やマグマ上昇を示唆するような地震活動が見られなかったことを併せると，マグマから分離した高温ガスのみが上昇し，浅所に存在したモンモリロナイトなどの粘土鉱物により形成された泥漿溜まりを刺激し，水蒸気噴火に至ったと解釈された（小坂，1983)。 1991 年噴火も 1979 年噴火と同様に噴火前に群発地震が発生したが，噴火規模はごく小さく，詳細な研究はなされていない。

3.2.3　地球物理観測により捉えられた 2007 年噴火およびダイク貫入

2007 年噴火は，2007 年 3 月後半に発生したと推定されており，1979 年火口からごく少量の火山灰を噴出した(気象庁, 2007)。この噴火は，GNSS や広帯域地震計，傾斜計などの近代的な物理観測網が整備されて以降初めて迎えた噴火であり，噴火 2 ヶ月前の 2006 年 1 月頃から，マグマ貫入による明瞭な地殻変動や長周期地震(Long Period event: LP)と超長周期地震(Very Long Period event: VLP)を含む群発地震活動が捉えられた（Nakamichi et al., 2009; Takagi and Onizawa, 2016)。 10-20 km の広域の GNSS 基線データからは海抜下 2-7 km にのびるほぼ鉛直のダイクが推定され，その直上で火山構造性地震(Volcanic Tectonic earthquakes: VT)の群発域が広がっている（Figure 3.2.3)。 山体を囲む短基線(5-10 km)の GNSS データからは，海抜 0 m 付近(山頂直下 3 km)の比較的浅部に球状圧力源が，さらに山頂付近の GNSS キャンペーン観

測からは山頂直下 1 km のごく浅部に球状圧力源が別々に推定されており，これらは山体浅部の熱水系の増圧に伴う膨張であると解釈されている (Takagi and Onizawa, 2016)。 広帯域地震計により観測された LP や VLP のソースは山頂から深さ 2 km ほどの浅部に推定されており，これらは貫入マグマからの熱供給や脱ガスにより，帯水層が急激に沸騰・膨張したことで発生したと解釈されている (Nakamichi et al., 2009)。 2007 年噴火後は，79 年火口でわずかな噴気放出が確認できる程度で，1979 年噴火ほど大規模な脱ガス活動は認められなかった。

3.2.4　2014 年噴火の描像と噴火後の地盤変動

2014 年噴火は，9 月 27 日 11 時 52 分に，79 年火口列の南西 200-300 m に新たに形成された火口列から開始した(Figure 3.2.2)。 12 時 40 分には爆発的なフェーズが終わり，白色噴煙放出に移行した (Sato et al., 2016)。 噴煙高度は最高で火口縁上 7000 m にまで到達した。 噴出物には新鮮な発泡マグマが認められず，粘土鉱物や熱水変質岩片で占められていたため，水蒸気噴火と判断された(及川ほか, 2015; Minami et al., 2016)。 2014 年噴火の特徴として，噴火に数ヶ月程度先行するような明瞭な地殻変動とそれに伴う地震活動が 2007 年噴火に比べて極端に少なかった点が挙げられる。 まず，2014 年 8 月末から火山構造性地震(VT 地震: Volcano tectonic earthquakes)が発生し始め，9 月 11 日には活動のピークを迎え，その後一度減少し，27 日までほぼ一定レートを保った。 27 日 11 時 40 分から海抜 0 m 付近で再び地震が増え始め，11 時 45 分にかけて震源が 300-400 m ほど上昇し，その後海抜 1.5 km 付近まで一気に浅くなった。 また，11 時 45 分からは地獄谷から南東 3 km にある田の原観測点で山上がりの傾斜変動が観測され始め，11 時 49 分頃から加速し，噴火に至った。 噴火後の震源は海抜-3km から 0.5 km ほどに分布している(気象庁, 2019a)。

地震や地殻変動データの噴火後の再解析からは，噴火前に山体浅部での増圧が発生していたことを示唆する結果が示されている。 Terakawa et al. (2016)は，2014 年 8 月末から噴火直前までに海抜-0.5 から 2 km で発生した VT 地震を用いて震源メカニズムを求め，広域の応力場から期待されるメカニズムと比較した。 その結果，噴火前 1 ヶ月は広域応力場から期待されるメカニズム(横ずれ)から有意にずれており，これは流体の増圧に伴い正断層型が増加したためと解釈された。また，GNSS データのスタッキングにより，8 月ころから膨張センスの微小な変動が進行していたことが明らかになり，その膨張源深さは 2007 年噴火前よりは浅いことも示唆された(Miyaoka and Takagi, 2016)。 さらに，2014 年噴火直前には地獄谷の南東 10km にある井戸の地下水位は顕著な火山性の変動を示さず，2007 年噴火時のように深部にマグマが貫入した形跡は認められなかった(Koizumi et al., 2016)。

噴火後には噴出物の分析や火山ガス観測などの種々の地球化学的な研究も行われ，御嶽山地下の熱水系は 1979 年のそれとそれほど違わず，安定した熱水系の存在

が示唆された。 火山ガスの SO_2 フラックスは噴火翌日 9 月 28 日では 2000 t/d 以上を示し，明らかにマグマ性流体の関与を示したが，噴火後 2 週間で 100 t/d になり，2015 年 7 月には検出限界以下(＜110 t/d)になった (Mori et al., 2016)。 一方，H_2S のフラックスは噴火 2 週間後から 2 ヶ月後までに 770 t/d から 300 t/d とゆっくりと減少した (Mori et al., 2016)。 また，SO_2/H_2S 比は同期間で 0.31 から 0.093 まで急激に減少した (Mori et al., 2016)。 これらの観測事実から，噴火直後はマグマ性流体の脱ガスが一時的に卓越したが，急激に減少して熱水系からのガス放出が卓越するようになったと解釈された (Mori et al., 2016)。 噴出物の硫黄同位体分析からは，マグマ性流体と水の不均化反応の起こった温度が 270-281℃と推定されており，この温度は噴出物に含まれたパイライトなどの硫黄性熱水変質鉱物の安定温度(200-300℃)とも整合している(Ikehata and Maruoka, 2016)。 また，こうした同位体比の特徴や噴出物の鉱物組み合わせが似ていることから，1979 年噴火と 2014 年噴火に寄与した熱水系の化学的な状態はそれほど大きく違わないことも指摘されている (Ikehata and Maruoka, 2016)。噴出物の記載岩石学的研究からは，鉱物組み合わせが斑岩銅鉱床モデルと対比可能であることが示されており，長期間に渡り安定・成熟した火山熱水系の存在が示唆された (Minami et al., 2016)。

2014 年 8 月からは ALOS-2 の試験運用が開始され，8 月 18 日に御嶽山を含む最初のシーンが撮像されている。しかし，同軌道の 2 回目の観測は噴火 2 日後の 9 月 29 日であったため，地震活動が活発化した 8 月末から噴火直前までの間に，GNSS では捉えられないような局所的な膨張があったかどうかは不明である。 Terra-SAR-X など海外の SAR 衛星もこの期間には御嶽山を観測していないため，御嶽山 2014 年噴火に関しては，箱根火山 2015 年噴火や霧島硫黄山 2018 年噴火のように，噴火前の浅部の増圧過程を捉えられるだけの十分な測地データは存在しない(Figure 3.2.4)。 ただし，噴火後には ALOS-2 の観測がそれなりの頻度(1 年に数回)で行われたため，噴火後のデータ解析を通して地下の圧力状態について考察できる。 Narita and Murakami (2018)は噴火後(2014 年 9 月 28 日から 2017 年 7 月 21 日)の ALOS-2 データの解析から，地獄谷を中心とした直径 4 km ほどの局所的な沈降を検出した (Figure 3.2.5)。 4 つの軌道データから推定された 3 次元変位場をもとに，有限要素法を用いて地形を考慮した圧力源モデル推定を行った (Figure 3.2.6)。 その結果，深さ 500 m 程度の浅部にほぼ球状の収縮源が最適解として推定された(Figure 3.2.7; Table 3.1)。 なお，山体を挟む田の原-落合 GNSS 基線(以後，TO 基線と呼ぶ)にも噴火後に収縮性の変動は見られるが，これは浅部の収縮のみでは説明できないため，より深部の収縮源の寄与が必要であると指摘されている(Figure 3.2.2)。 この深部の収縮源の候補として，2007 年噴火時に熱水系の増圧によると解釈された深さ 1km と 3km の膨張源の位置を仮定して(Figure 3.2.3b)，それぞれの深さでの収縮による 2014 年噴火後の GNSS データの説明を試みた。その結果，深さ 3 km(海抜 0 m)のソースのほうがより GNSS と SAR データの両方を説明

できた (Figure 3.2.8)。 この深さは震源移動の出発点であり，Kato et al.(2015)では帯水層の存在が指摘されているため，熱水系の一部がこの深さで減圧していると考えると地震学的描像とも整合的であるが (Figure 3.2.9)，依然，この深部収縮源の深さの推定には大きな不確定性が残る。

今度は噴火を挟む期間の ALOS-2 データに着目すると，2014 年噴火の火口列を走向とするクラック状火道の開口を示唆するパターンの変動が見られる (Figure 3.2.10)。 ここで特筆すべきは，水蒸気噴火後にほかの火山(例えば，Tongariro 火山 2012 年噴火)で見られたような既存の流体溜まりからの流体放出に伴う顕著な沈降が見られなかったことである。 一方で，噴火を挟む期間(2009-2014 年)の水準測量からは，噴火時の流体放出によるとみられる co-eruptive な沈降が御嶽山東麓の路線で観測されている(Murase et al., 2016)。 この沈降の力源は 2007 年に貫入したとされるダイクの直上に位置するシル状の水平クラックであり，噴火時のクラック閉口はガスや流体の放出を反映しているとされている (Murase et al. 2016)。 また，噴火直後から新火口列における新たな噴気活動が始まっており，2017 年 7 月時点でも火口縁上の噴気高度が 500 m を越える日があることから非常に活発な放熱を行っていることがわかる (Figure 3.2.11)。 これらの観測事実から，Narita and Murakami (2018)は，浅部の収縮源は噴火時の爆発的な流体放出にそれほど寄与しておらず，噴火後の減圧や深部からの加熱により浅部の熱水が沸騰して噴気として放出されているために，噴火時には収縮せずに噴火後から徐々に減圧したというシナリオを提案している。 ただし，TO 基線で見える深部の収縮も噴火直後から始まり，2017 年 7 月時点(2019 年 9 月時点でも同様)では終息していないため，噴気活動との関連が疑われる。 しかし，ALOS-2 InSAR データが噴火後約 3 年間という比較的長期間であるのに対して，噴気の放熱率(または質量放出率)は噴火直後 2 ヶ月間でしか推定されていないため (寺田，2014；橋本・田中，2015)，活発な噴気活動と浅部および深部の収縮との定量的な関係についてはこれ以上詳細な議論はされてこなかった。 噴火後の活発な噴気活動が浅部の収縮源やそれより深い部分からの流体放出に支えられている可能性があるという状況は，九重火山 1995 年噴火後や Tongariro 火山 2012 年噴火後の状況と酷似している。そのため，InSAR や GNSS データとの比較のために，2014 年 12 月以降の噴気放出量を新たに推定，InSAR や GNSS データと定量的に比較する必要がある。 この比較により，噴火後の収縮源-噴気間の流体の質量バランスを議論できる可能性が高い。

3.3　第 3 章における研究目的

第 3 章では，御嶽山 2014 年噴火後の浅部収縮源，深部収縮源と火口から放出される噴気の 3 者間の量的関係を明らかにすることを目的とし，噴気画像解析から新たに推定した噴気放水量のデータと先行研究により推定された浅部および深部収縮源の収縮体積の時系列との比較を行った。 この比較から，噴気として放出される流体質量の起源を議論し，噴気・浅部収縮源・深部収縮源の 3 者間における質量収支の推定を行った。また，地熱地帯で行われているように，質量収支と収縮体積の関係に基づき，収縮する流体溜まりの熱力学的状態に制約を与えることも試みた。

3.4　データと手法

浅部収縮の時系列はNarita and Murakami (2018)で既に解析されたInSARデータから，深部収縮の時系列は気象庁のGNSS基線長データから，噴気の放水量の時系列は噴気の可視画像データをもとに新たに推定した。 これらの時系列データの時間関数の特徴を比較するために，2種類の時間関数を仮定して，時系列データにフィッティングした。 一つ目が指数関数のみ：$f_1(t) = a\,(1 - e^{-t/\tau})$，二つ目が指数関数と一次関数の組み合わせ：$f_2(t) = a\left(1 - e^{-t/\tau}\right) + ct$ である。 ここで，aは収束値，tは時間，τは緩和時間，cは一定の速度を表す。なお，時間は噴火翌日の2014年9月28日からの経過日数で表すこととする。

3.4.1　浅部収縮源の時系列データ

浅部の収縮源のソースモデルは，Narita and Murakami(2018)において推定された最適解に拠った。 最適解は火口直下500 mのほぼ球状の回転楕円体(短軸/長軸比=0.9)であり(Figure 3.2.7; Table 3.1)，これ以降は球状として扱うこととする。 収縮体積は2014年10月から2015年7月において3.5×10^5 m^{3}と推定されている。 弾性論の範疇では圧力源の体積変化速度は地表の変位速度に比例するため，これ以降，収縮体積の時間関数がSAR観測から推定された地表変位の視線方向成分の時間関数と同じになると仮定できる。 2014年10月から2015年7月までの収縮体積を,異なる２つの衛星軌道:Path126, Ascending, right looking と path20: Descending, right looking(観測軌道の詳細は Table 3.2 を参照)から観測された視線方向変位の時系列(Figure 3.2.5f)に沿って2014年10月から2017年7月まで外挿した。 なお，視線方向変位の時系列は，干渉性が高く変動量の大きい変動中心付近のピクセル(Figure 3.2.5a, c中の黒丸)における値をプロットした。 以下では，これら2つの軌道から推定した収縮体積の時系列は別々の時間関数として取り扱うこととする。

3.4.2　深部収縮の時系列データ

深部の収縮によると考えられる変動は，田の原-落合GNSS基線(以後，TO基線とよぶ)において基線短縮として観測されている(Figure 3.2.2(b))。 ただし，これにはほかの要素(浅部収縮による変動や地震時変位，テクトニックな定常変動など)が含まれている可能性が高いため，これらの要素の影響について検討し，取り除く。まず，InSARで検出された浅部収縮源の収縮による基線長変化を取り除く。 3.4.1項と同様に，浅部収縮による基線長変化の時間関数も視線方向変位の時間関数と同一と仮定することで，Narita and Murakami (2018)で計算された，2014年10月から2015年7月の期間における浅部収縮による短縮量の計算値を2017年7月まで外挿して時系列を算出し，これを2014年10月から2017年7月までのTO基線データから引いた。 次にテクトニックな地震の影響を検討する。 2014-2017 年に御嶽山近傍で発生した地震の中

でもっとも影響のありそうな地震として，2017 年 6 月末に御嶽山東麓において発生した長野県南部地震(御嶽山南東 10km，深さ 3.4 km で発生したマグニチュード 5.6 の逆断層型地震)が挙げられる(名古屋大学，2017)。 この地震に伴い，地獄谷の東方約 10km に位置する三岳 GEONET 点では 1.6 cm の地震時変位が観測されているが(国土地理院，2017)，TO 基線にはこれに起因すると見られるような顕著な変動は認められない。 最後に，定常変動についてであるが，2002 年から 2014 年までの間には明瞭な定常的な変動は確認できない。これは TO 基線が 7 km とごく短い基線であるためであろう(Figure 3.2.2)。 これらの補正の結果，TO 基線には約 3 年間で約 1.5 cm の基線短縮がみとめられ，これが浅部の収縮源とは別の深い収縮に起因する変動である(Narita and Murakami，2018)。

3.4.3　噴気画像データと plume-rise 法

放水の時系列を得るために，まず，噴気中に含まれる水の放熱率を推定し，そこから質量放出率(以後，放水率とよぶ)に換算した。放水率は，噴火翌日の 2014/09/28 から 2014/11/22 までの 2 ヶ月間においてはすでに推定されている(寺田，2014；橋本・田中，2015)。 本研究では 2014 年 12 月から 2017 年 3 月までの放水率を別途推定し，既存の推定値と結合した。 放熱率の推定には plume-rise 法 (Briggs，1969；Kagiyama，1981)を用いた。これは，噴気の画像から噴気の水平流速 u (流速は風速と等しいと仮定) と噴気形状に関係する係数 C_1($= h/x^{2/3}$： h:基準点からの高さ，x:基準点からの水平位置)を推定し，噴気の放熱率 $\dot{Q}_h$(J/sec)を以下の関係式から推定する手法である (Figure 3.4.1)。

$$\dot{Q}_h = 2.6\times10^4 u^3 {C_1}^3 \quad \cdots (3.1)$$

u と C1 は,噴気の同一部分の x および h 座標を複数画像に渡って，追跡することで算出した。 沸点程度の比較的低温噴気の場合，放熱率のほとんどは水蒸気の凝結潜熱に由来するため(Kagiyama，1981)，$\dot{Q}_h$を水の凝結潜熱で割ることで放水率$\dot{Q}_{out}$(kg/sec)に換算した。なお，凝結潜熱は，火口標高(約2700m)における沸点90℃での値2282 kJ/kg を仮定した。 地獄谷火口から放出される噴火後の噴気温度は最高でも 100 ℃程度と低温であるため(Mori et al.，2016)，水蒸気の冷却に伴う顕熱の寄与は無視できる。 最後に，放水率を時間積分することで，放水量の積算値を算出した。

噴気画像のデータは，気象庁より提供された滝越観測点(Fi. 3.2.2)の可視カメラ画像を用いた。 画像は，2014 年 12 月 1 日から 2017 年 3 月 31 日の期間において，毎日 09:55-10:05 と 14:55-15:05 に 10 秒間隔でサンプリングされているが，天候や噴気の状態などによって，全期間中わずか 5.4% (46 日/852 日)しか plume-rise 法の適用に適したものがなかった。 なお，Plume-rise 法を適用するにあたり，以下の基準を満

たす画像のみを用いた。 1. 噴気全体が画角に収まっている，2. 噴気が鉛直ではなく横に棚引いているように見える，3. 噴気の形状が山体地形の勾配に沿っていない。 これらの条件に当てはまっていない，または他の要因により噴気の移動速度を算出できない場合も解析から除外した (Figure 3.4.2)。

地獄谷の噴気に対して Plume-rise 法を適用する際には，以下のような推定誤差要因が挙げられる；(1)風速が大きいために噴気が山体の地表面に沿ってしまい，熱量を反映していない C_1 が推定されること，(2) 噴気の流れる方向の不確定性,(3) 逆転層の影響による噴気の不規則な挙動 (寺田・井田，2002)，(4) 大気中の水蒸気の凝結による噴気への熱供給の影響 (Woods, 1993)。 (1)に関しては，該当する噴気画像を目視によりできる限り解析から除外した。(2)に関しては，地獄谷を剣が峰越しにほぼ真東から望む三宅黒沢カメラ点(Figure 3.4.2)のデータもあるため，滝越カメラ画像と合わせることで，原理的には流向を推定可能である。ただし，三宅黒沢観測点から望む噴気は剣が峰を越えてきたものであるため，噴気の終端部分のみが火口縁上にわずかに見えるだけの日が多い (Figure 3.4.2)。そのため，三岳黒沢のカメラ画像は plume-rise 法の適用には困難と判断し，今回は滝越カメラの画像のみを用いた。 ただし，この場合，真の風速は見かけの風速よりも大きくなることが予想される。 これは，カメラ画像から推定されるみかけの風速が，真の風速をカメラ視線方向に直交する面に投影した成分であるがゆえである。 滝越カメラから地獄谷を望む画像面上(ほぼ東西-鉛直断面)に投影された風速成分は，真の風向がこの画像面内から 45° または 60° ずれている場合，真の風速の 0.5 倍，0.7 倍になる。 すなわち，日によっては，真の風速を 2 倍程度は過小見積もりしている可能性がある。 (3)と(4)に関しては，地獄谷直上の大気パラメータ(温度，湿度など)の鉛直プロファイルが分からない限り厳密な評価は難しく，今回は検討していない。

3.5　浅部収縮，深部収縮および放水の時系列の比較

3.5.1　解析結果

Figure 3.5.1 は浅部収縮源の収縮体積 $\Delta V_s(t)$と放水量の時系列 $Q_{out}(t)$およびそれらの最適な時間関数 $\Delta L_d(t)$を表す。 積算の収縮体積は path 126・20 どちらのパスでも大きな違いはなく，約 2 年 10 ヶ月でおおよそ 7×10^5 m^{3}である。 積算の放水量は同期間で約 1.3×10^{10} kg (1300 万トン)となり，放熱量に直すと 3×10^{13} kJ 程度である(凝結潜熱 2.3 MJ/kg を仮定)。また，この放水量を他の火山の事例と比較すると，九重山 1995 年噴火後約 3 年間における噴気放水量(1500 万トン)と同程度(中坊ほか，2002)，三宅島 2000 年噴火後の 4 年間における白色噴煙の放水量(8700 万トン)の約 1/5 程度となる(福井，2005)。 Figure 3.5.2 は，深部収縮のみを反映した，補正後の T0 基線長時系列とその最適な時間関数を表す。 推定された時間関数の最適解は，Table 3.3 に示す通りである。3 者すべての時系列が単調増加かつ時間とともに減衰する時間変化を示す。 ただし，$\Delta V_s(t)$の時間関数は明らかに $Q_{out}(t)$および$\Delta L_d(t)$のそれとは異なる特徴を示す。 すなわち，浅部収縮の時系列は指数関数のみでよく近似されるのに対して，深部収縮による基線短縮と放水の時系列は単一の指数関数ではなく，指数関数と一次関数の組み合わせでなければ説明できない (Table 3.3)。 また，これらの指数関数項の緩和時間 τ をみても，$\Delta V_s(t)$で 379-641 日，$Q_{out}(t)$で 47 日，$\Delta L_d(t)$で 20-41 日と明らかに後者 2 つの時間関数のほうが速く減衰している。 さらに，$Q_{out}(t)$と $L_d(t)$の時間関数を重ねてプロットしてみると，両者の時間関数は酷似しており(Figure 3.5.3)，噴火直後 50 日までの速い減衰とその後の一定速度部分の振幅の比率が同程度であることがわかる。 これらの観測事実より，火口からの噴気放出過程は，深部の収縮となんらかの物理的な関係があることが疑われる。

3.5.2　緩和時間の乖離の原因

前述したように，浅部収縮の比較的遅い減衰(379-641 日)と，深部収縮と放水の速い減衰（～50 日）のように，時系列データ間で指数関数項の緩和時間が大きく異なる。 ここでは，これらの緩和時間のの原因を，浅部収縮源の収縮とそれに対応する質量変化の関係に着目して検討する。 浅部の収縮が火口への水の放出によって引き起こされていると仮定すると，流出質量(Δm)とそれに相当する収縮体積(ΔV)との関係は，以下の式で表される(Rivalta and Segall, 2008; Segall, 2010)；

$$\Delta m = \rho\,\Delta V\left(1+\frac{\beta_f}{\beta_c}\right) \quad \cdots(3.2)$$

ここで，ρは収縮源内の流体密度，β_fは流体の圧縮率，β_cは収縮源の圧縮率である。簡

単化のために，浅部収縮源から流出する流体は火道内を上昇する間に側方へ浸透や拡散などせずに，その全質量が火口に到達すると仮定する。 また，β_cは数年程度の時間スケールでは時間的に一定と仮定する。 (3.2)式において，流体密度ρや流体圧縮率β_fの時間変化が無視できる場合(ケース①)，Δmの時間関数はΔVの時間関数のみに支配される。 この場合，仮に噴気のほとんどが浅部収縮源に由来するならば，両者の時間関数は同期するはずであるが，御嶽山 2014 年噴火後の場合は明らかに同期しておらず，減衰の時定数も大きく異なる。 よって，この場合，浅部収縮と放水の緩和時間の乖離の原因は，浅部収縮源以外のソースからの流体放出が支配的であり，それが放水の時間関数に強く反映されていることによると解釈できる。 一方，密度と圧縮率の時間変化が無視できない場合(ケース②)，Δmの時間関数はΔVだけでなくρとβ_fの時間関数にも依存する。 減圧の最中に密度と圧縮率が変化する要因として，単相の場合は減圧に伴う密度･圧縮率の変化のみが，気液 2 相の場合はそれに加えて，減圧に伴う沸騰の効果も挙げられる。 とくに，気液 2 相状態は水の相状態の中でも最大の圧縮性を示し(Grant and Sorey, 1979)，密度・圧縮率の時間変化に最も大きな影響を与えると考えられる。 そこで，減圧する気液 2 相の流体溜まりを仮定し，熱力学パラメータの様々な値の組み合わせを用いて密度・圧縮率の時間変化を評価することで，Δmの時間関数を計算した（詳しい計算過程は Appendix Text S1 を参照)。 その結果，Δmの緩和時間がΔVの緩和時間よりも短くなる場合があるが(Appendix の Figure S1 を参照)，今回の計算パラメータの範囲では，放水の緩和時間（～50 日）には及ばない。 よって，①・②のいずれの場合であっても，この緩和時間の乖離は，SAR 観測から推定された浅部収縮源以外のソースからの流体放出が，火口からの放水量のほとんどを賄っていることを強く示唆する。

3.6　噴気-浅部収縮源-深部収縮源間における質量収支の推定

3.6.1　仮定と手法

深部収縮を反映した TO 基線の基線長変化の時間関数と火口からの放水の時系列がよい相関を示しており，ほぼ同一の緩和時間を有しているという観測事実から，より深部の放水の供給源の最有力候補として，TO 基線の変化を引き起こしている深部収縮源が挙げられる。 この収縮源の深さ，水平位置，圧力源形状を時間的に一定であると仮定すると，弾性論の範囲では基線長変化量は収縮源の体積変化量に比例するため，TO 基線の時系列ΔL_d(t)は深部収縮源の収縮体積の時系列ΔV_d(t)とみなせる。 ここで再び，(3.2)式から深部収縮に対応する質量流出量 Q_d(t)に変換し，Q_{out}(t)と比較する必要がある。 ただし，浅部収縮源の場合とは異なり，ソース深さや形状を制約するための測地データの不足のため，これらの一意な推定は困難であり，結果として，温度圧力に依存する水の熱力学的パラメータ(密度や圧縮率など)や圧力源圧縮率は不確定性が大きく制約できない。 すなわち，(3.2)式中のΔV (ΔV_d(t)が相当)以外のパラメータがすべて未知となる。 よって，これ以降は簡単化のために，流体密度，流体圧縮率は時間的に一定であると仮定する。 この仮定のもとでは，Q_d(t) ((3.2)式中のΔm に相当)はΔV_d(t)のみに比例する，すなわち ΔL_d(t)の時間関数と同一となる。 同様に，浅部の収縮源を占める流体の密度および圧縮率も時間的に一定と仮定すると，浅部収縮源から放出される流体質量 $Q_s(t)$の時間関数は，ΔV_d(t)の時間関数と同一となる。

以上のように，浅部・深部の収縮源ともに火口への流体放出に伴い減圧していると仮定すると，単純な質量収支の系が以下のように表される(Figure 3.6.1)。

$$Q_{out}(t) = Q_s(t) + Q_d(t) \quad \cdots (3.3)$$

これらの時間関数はすべて既知であるため，$Q_{out}(t)$中に$Q_s(t)$および$Q_d(t)$がどの程度の割合で含まれているのかを推定できる。観測量であるΔV_s(t)とΔL_d(t)を用いると，(3.3)式は以下のように書き下せる。

$$\begin{aligned} Q_{out}(t) &= A_1\,\Delta V_s(t) + A_2\,\Delta L_d(t) \\ &= A_1\left[a_1\left(1-e^{-\frac{t}{\tau_1}}\right)\right] + A_2\left[a_2\left(1-e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right)+ct\right] \end{aligned} \quad \cdots (3.4)$$

ここで，A は質量へと変換する比例係数を，a，τ，cはそれぞれ収束値，緩和時間，速度を，添字 1，2 はそれぞれ浅部収縮源，深部収縮源を表す。すなわち，右辺第一項は浅部収縮源から放出された質量の寄与(Q_s)を，第二項は深部収縮源から放出された質量の寄与(Q_d)を表す。 なお，A_1，A_2は密度・圧縮率などを含み，時間的に一定である。

A_1およびA_2のみを未知数として，最小二乗法を用いた関数フィッティングによりこれらの最適解を推定し，最終的に$Q_s(t)$および$Q_d(t)$の最適値を求めた。

3.6.2　質量収支の推定結果

Figure 3.6.2は，$Q_s(t)$および$Q_d(t)$の$Q_{out}(t)$へのフィッティングの結果を示す。この結果は，放水の時間関数が，深部収縮の時間関数，すなわち深部収縮源からの質量放出のみでほぼ説明が可能であり，浅部収縮源の時間関数の寄与はごくわずかであることを示している。また，これらの時系列の比 $Q_d(t)/Q_{out}(t)$をプロットすると，どの時間においても$Q_d(t)$の質量的な寄与は$Q_{out}(t)$のおおむね 70%以上を維持しており，解析期間全体に渡り $Q_d(t)$の寄与が大きいことがわかる（Figure 3.6.3; Table 3.4)。なお，path 126 の dLOS データから推定された比が 1.0 を越えているときが見られるが，これは path 126 から得た$\Delta V_s(t)$を$Q_{out}(t)$に対してフィッティングの際の誤差によるものである。 これらの解析結果より，火口で観測された放水の主な供給源は，InSAR で顕著な地盤変動が観測された浅部の収縮源ではなく，GNSS データからその存在が示唆される深部の収縮源である可能性が高い。

3.7　議論

3.7.1　収縮の原因

火山や地熱地帯における収縮の原因として，一般的に，流体移動に伴う間隙水圧の減少(e.g., Bonafede, 1990; Mctigue, 1996; Jousset et al., 2000; Hamling et al., 2016; Miller et al., 2018)や冷却に伴う山体の熱収縮(e.g., Bonafede, 1990; Furuya, 2005; Wang and Aoki, 2019)などが挙げられる。 深部収縮は噴気放出と良い相関を示していることから，流体放出に伴う減圧により発生していると考えられる。一方，浅部収縮のメカニズムに関しても,熱収縮の影響はそれほど大きくないと考えられる。 熱収縮を引き起こす冷却温度$\boldsymbol{\Delta T}$は，以下の式で表される。

$$\Delta T = \frac{\Delta V_t}{\alpha_t V_t} \quad \cdots (3.5)$$

ここで，ΔV_tは熱収縮する体積，α_tは熱膨張係数，V_tは温度変化する母岩の体積である。$\alpha_t = 1\times10^{-5}$ ℃$^{-1}$(Turcotte and Schubert, 2002)，$\Delta V = 7\times10^5$ m^3，$V_t \leq 10^8$ m^3(地獄谷直下 500 m における球状領域のとりうる最大の体積; Figure 3.7.1)としても，ΔTは最低でも 700 ℃と非現実的な値となる。また，仮に冷却に伴う収縮が支配的ならば，帯磁センスの地磁気変化が期待されるが(例えば，Rikitake and Yokoyama, 1955; 橋本・他, 2002)，沈降域の地磁気観測点では帯磁傾向を示す明瞭な地磁気全磁力変化は観測されていない(気象庁, 2017)。よって，熱収縮だけでは浅部収縮を説明できず，やはり流体移動に伴う減圧が支配的であると考えられる(Narita and Murakami, 2018)。 より詳細な流体の移動過程(流体が火口から放出されているのか，もしくは山体内に拡散しているのか)に対しては，重力観測であれば制約を与えられる可能性がある(e.g., Miller et al., 2018)。 2016 年以降，名古屋大学・東濃地震科学研究所・防災科学技術研究所の合同観測チームにより，地獄谷周辺において相対重力繰り返し観測が行われているが，現時点では重力値の有意な変化は報告されていない。電磁気探査からは，噴火前の浅部比抵抗構造が得られており (Abd Allah and Mogi, 2016)，今後，山頂付近の MT 観測により噴火後の比抵抗構造が得られれば，これらの比較により浅部の収縮メカニズムに対する制約が増える可能性はある。

3.7.2　収縮源内の流体の熱力学的状態に対する制約

(3.2)式には流体密度と流体圧縮率という水の熱力学量が含まれているため，収縮の原因が流体溜まりからの質量放出に伴う減圧である場合，他のパラメータ(収縮体積 ΔV，質量変化量 Δm，圧力源圧縮率 β_c)を観測から推定できれば，流体溜まりの熱力学的状態に対して制約が与えられる。 ただし，この推定の可能性に関しては，深部収縮源と浅部収縮源で事情が異なる。深部収縮源の候補として，一応，海抜付近の

収縮源が挙げられているが，これは一候補に過ぎないため，深部の収縮源に関しては，ソース深さ，形状，体積変化量などのソースパラメータの不確定性が極めて大きい(Narita and Murakami, 2018)。 そのため，深部収縮源に関しては，(3.2)式で既知のパラメータがソースからの放出質量(Δm)のみであるため，ρやβ_fを制約することは不可能に近い。一方，浅部収縮源に関しては，(3.2)式でΔVとβ_cが既知であり，さらにΔm((3.3)式ではQ_sと表現されている)の上限値も推定された質量収支から30%以下と制約されている。

$$\Delta m = Q_s < 0.3\, Q_{out} \quad \cdots (3.6)$$

(3.6)式に(3.2)式を代入し，変形すると，

$$\rho\beta < \frac{0.3\, Q_{out}}{\Delta V} \quad \cdots (3.7)$$

となる。 なお，(3.2)式中の$1 + \beta_f/\beta_c$をβとおき直した。 $\Delta V = 7 \times 10^5\ \mathrm{m}^3$，$Q_{out} \approx 1.3 \times 10^{10}$ kg より，(3.7)式の右辺の値は 6×10^3 となり，これが左辺($\rho\beta$)の最大値である。 $\rho\beta$に含まれるρおよびβ_fは温度，圧力，気液比などの水の熱力学量に依存する。 特にβ_fは相状態によって容易に桁で変化するため(Grant and Sorey, 1979)，(4)式を満たす圧縮率の値から相状態を逆に推定できると期待される(例えば， Mastin et al., 2009; Kozono et al., 2013; Hreinsdóttir et al., 2014; Juncu et al., 2017; Juncu et al., 2019)。 以下では，(3.7)式を満たす$\rho\beta$を求めることで，浅部流体溜まりの熱力学的な状態の推定を試みる。 3.1 節で述べた通り，この種の推定はマグマ噴火や地熱開発の現場ではよく行われるが，頻繁に水蒸気噴火が発生する火山に適用した例はほとんどない。

まず，$\rho\beta$の計算に際し，以下のような減圧シナリオを想定する。 2014 年噴火では，1979 年噴火の火口列の南西 200-300 m にそれとほぼ平行な火口列が新たに形成され (Kaneko et al., 2016)，新たな噴気活動が開始した。 さらにその直下に浅部の収縮源が位置することから(Figure 3.2.9)，この浅部流体溜まりは噴火前には地表と水理的につながっていなかったと考えられ，静岩圧下にある被圧帯水層に相当する流体溜まりであった可能性が高い。 このような圧力状態の流体溜まりを仮定すると，流体溜まりと地表が噴火時の火道形成に伴い水理的につながると，静水圧に達するまで減圧が継続するというシナリオが考えられる(e.g., Ueda et al., 2018)。 母岩密度を 2000 kg/m^3，水の密度を 1000 kg/m^{3}すると，深さ 500 m における静岩圧は 10 MPa，静水圧は 5 MPa となり，減圧量ΔPは 5 MPa となる。

ここでは，噴火後約 3 年間で深さ 500m における静岩圧から静水圧への減圧を

仮定し，観測から推定されたβ_cの値(1.4×10^{-8} - 1.4×10^{-9} Pa^{-1}; 詳しい導出過程は Appendix Text S2 を参照)と，各圧力における水の熱力学量(比熱，平均密度，気液比など)に基づき，$\rho\beta$を計算する(パラメータの詳細は Table 3.5 を参照)。 なお，水の状態方程式は IAPWS Formulation 1995(Wagner and Pruss, 2002)を用いた。 気相・液相単相の圧縮率は,その定義式: $\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial P}\right)_H$に従い，等エンタルピー過程のもとで計算した。 気液二相水の圧縮率の計算は，以下の経験式に従った(Grant and Sorey, 1979)。

$$\beta_f = \frac{(1-\phi)\rho_r C_r + \phi S \rho_l C_l}{\phi}\,[1.92\times10^{-6}\,P^{-1.66}] \qquad (3.8)$$

ここで， Pは貯留層の圧力(単位は bar)，ϕは空隙率(0.1-0.5)，Sは液相の体積分率を表す (他のパラメータの定義や詳細な値の設定は Table 3.5 を参照)。 この経験式は，圧力が 4-120 bar の範囲では厳密式の 99 %の精度で成立する (Grant and Sorey, 1979)。今回扱う圧力の範囲は 50-100 bar であるため，十分な精度で評価可能である。 また，この式は，地熱貯留層からの地熱流体のくみ上げに伴い，多孔質媒質の地熱貯留層が等エンタルピー的に減圧する状況を想定している。 貯留層内の母岩と熱水は熱平衡にあるという仮定の下で，飽和した熱水が蒸気圧曲線に沿って減圧すると，貯留層全体の温度が低下し，ここで発生した熱により熱水の沸騰が促進される。 以下では，静水圧と静岩圧において，これらの様々なパラメータの組み合わせ(S = 0.10-0.90，ϕ = 0.1-0.5，β_c = 1.4×10^{-8} - 1.4×10^{-9} Pa^{-1})において，$\rho\beta$の値を計算した。

Figure 3.7.2 は，各圧力・気液比・空隙率，圧力源圧縮率の値の組み合わせで計算された$\rho\beta$と気液比の関係を示す。 単相(S=0.0, 1.0)と気液 2 相(S=0.10-0.90)の場合の$\rho\beta$の値の間にあきらかなギャップが見られるが，これは気液 2 相水の圧力擾乱に伴う蒸発の効果によるところが大きく，気液 2 相水の圧縮率は気相単相の場合よりも 1 桁以上大きくなることが知られている (Grant and Sorey, 1979; Ingebritsen et al, 2006)。 ここでの計算値は，圧力の時間変化を考慮しておらず，圧力の初期値と終息値における物性のスナップショットを計算しているため，推定される相状態は解析期間における平均的な値とみなすべきであり，その平均的な状態は 10 MPa から 5 MPa の間に存在するとみなせる。 気液二相状態の場合，$\rho\beta$の計算値のほとんどは，観測から推定された上限値(6×10^3; Figure 3.7.2 中の黒点線)を優に越えてしまうが，一部の気相卓越の状態ではこの上限を下回っており，条件式(3.7)を満たす。 しかし，噴火後にはこのような 2 相状態が維持されるのはやや難しいと考えられる。 Ingebritsen and Sorey(1988)は，熱水流動数値シミュレーションの結果から，気液 2 相の地熱貯留層が形成・維持されるには，上方・側方への水蒸気の流動を防ぐような釣り鐘状の低浸透率層(5×10^{-17} m^{-2})の存在が不可欠であることを示している。 しかし，浅部収縮源と火道

と考えられるクラック状圧力源の水平位置が重なることから，噴火後には浅部収縮源を噴火時の火道が貫いていた可能性が高い。 この場合，浅部流体溜まり周辺の浸透率を上昇させるセンスに働くと考えられるため，このような低浸透率構造を約 3 年に渡って維持することは困難であると推測される。

一方，不飽和な気もしくは液単相の場合，どのパラメータ組み合わせにおいても一貫して条件を満たす。水蒸気単相，すなわち乾いた過熱水蒸気となるためには，5-10 MPa の圧力下では最低でも 264-311℃程度の高温環境が必要である。 しかし，噴出物から推定される火口直下浅部(<1 km)の温度構造は 250℃以下と低く(Minami et al., 2016)，噴火後の噴気温度も 70-100℃程度と火口標高における水の沸点(90℃)前後であるため(Mori et al., 2016; 気象庁, 2017)，300℃程度の高温の蒸気溜まりの関与は考えにくい。 加えて，水文学的研究からは標高 2000m 以上(浅部収縮源の深さと同程度)における地下水涵養帯の存在が（浅井・他, 2006)，空中電磁気探査からは収縮源付近の深さに低比抵抗層が推定されているため(Abd Allah and Mogi, 2016)，収縮源付近が液相に富んでいてもおかしくない。地熱掘削とのアナロジーから考えると，掘削後の熱水溜まりでは，一般的に減圧によってボーリング孔周辺が気液 2 相状態になることが多い(例えば，Grant and Bixley, 2011)。 同様に,火道の途中に位置している浅部収縮源も，火道近傍は気液 2 相となっている可能性が高いが，その領域は局在化しており，流体溜まり全体の圧縮性に寄与するほどの体積には達していないと考えられる。 なお，Juncu et al. (2019)は，多孔質弾性体の流体溜まりを圧力源と仮定し，流入量と流出量のバランスをモデル化しており，圧力源のパラメータを空洞近似モデルで計算した本研究よりも，より現実的な仮定と考えられる。 そこで，彼らのモデルを用いて，流体溜まり内の流体物性の見積もりを行ったが，本研究の空洞近似モデルで得られた結論とほぼ同様の結論を得た(Text S3: Figure S2)。

このように火山浅所に液相に富んだ流体溜まりの存在はさまざまな災害の素因となりうる。 例えば，地震などに誘発されて斜面崩壊が起こると，浅部の熱水系が急激に減圧し突発的な水蒸気爆発が発生する可能性がある（例えば，大場，2011; Procter et al., 2014)。 実際，1984 年の長野県西部地震の際には，地獄谷東部で斜面崩壊が発生しており，こうした現象は将来も十分起こりうるといえる。 また，水蒸気爆発の強度という観点からも，蒸気溜まりよりも熱水溜まりの方が，急減圧に伴う爆発時の強度が大きくなる可能性が理論的にも実験的にも示されている(例えば，Thiery and Mercury, 2010; Mayer et al., 2015)。 さらに冬期に熱水が噴出するようなことがあれば，融雪型ラハールを引き起こし山麓に被害をもたらす可能性も考えられる（例えば，十勝岳大正泥流; 上澤, 2008)。 よって，浅部の流体溜まりの熱力学的状態を把握しておくことは理学だけでなく，防災・減災の観点からも重要である。 こうした推定は近年地熱開発現場では盛んであるが(Hreinsdóttir et al., 2014; Juncu et al., 2017; Juncu et al., 2019)，水蒸気噴火の発生場となる火山ではほとんど行

われておらず，今後事例の蓄積が必要であろう。

ここで用いたモデルの注意点として，浅部の流体溜まりと深部から上昇する流体の間の熱交換を無視している点が挙げられる。 実際には，深部からの熱供給が継続することで，浅部の流体溜まりの熱的状態が時間変化することが予想される。 さらに，御嶽山では標高 2000 m 以上の高標高にも地下水系が存在しており(浅井ほか，2006)，年間降水量も 3000-4000mm と多いため，厳密な熱・質量バランスの推定の際は，こうした低エンタルピー流体が浅部の流体溜まりへと流入し，熱交換を行うことも予想される（例えば，Drouin et al., 2017; Receveur et al., 2019)。 これらの複雑な質量・熱の流れを同時に考慮するには，適切な浸透率構造のもとで浸透流の流動と熱伝導を解き，浅部と深部の流体溜まりの発達や種々の観測量を説明できる流動モデルを構築する必要がある。 御嶽山の南麓の濁河地区には地熱開発のためのボーリングが複数掘られているが，火山活動の活発な地獄谷の付近にはなく(NEDO, 1988)，御嶽山の火口直下の浸透率構造はほとんどわかっていない。 今後，構造推定につながるデータ(例えば MT 観測による比抵抗構造モデルやボーリングなど)が蓄積し次第，流動モデルの構築を行うことで，浅部の収縮源の熱力学的な理解を順次改訂してゆくことが望ましい。

3.7.3 深部収縮源の描像とその深さ範囲

推定された質量収支によると，深部収縮源からの流体放出が，火口から放出される水蒸気のほとんどを賄っている。この深部収縮に伴う地殻変動は，田原-落合基線の１基線のみでしか明瞭には捉えられておらず，詳細なソースモデルの推定は困難である。このような火山の地下数 km における収縮は，一般的にマグマ溜まりの脱ガス(Kazahaya et al., 2015; Hutchinson et al., 2016)や深部の熱水系からの脱ガス(例えば，Arnet, 1997)と解釈される。 ただし，マグマからの直接の脱ガス過程では，火口から放出されるガスが高温かつ SO_2 に富んでいる場合が多い。 御嶽山の場合，SO_2 の放出フラックスが噴火翌日の 2000 t/d から 2 ヶ月後には 130 t/d まで減少し，翌 2015 年 6 月には検出限界以下 <110 t/d となり，さらに同期間における SO_2/H_2S 比も 0.31 から 0.034 へと小さくなった (Mori et al., 2016)。また，熱赤外カメラから捉えられた噴火後の噴気温度も沸点程度の低温(70-100℃)であった (Mori et al., 2016)。 これらのことから噴火初期にはマグマからの脱ガスが関与した可能性が高いがすみやかに熱水系からの脱ガスに移行し，それが継続していると解釈されている(Mori et al., 2016)。 また，多くの地球物理学的(e.g., Nakamichi et al., 2009; Kato et al., 2015; Takagi and Onizawa, 2016)，地球化学(e.g., Mori et al., 2016)，物質科学的(e.g., Minami et al., 2016)な研究などから，地獄谷直下数 km に渡る火山熱水系の存在が指摘されている。 これらを総合すると，深部収縮はマグマ溜まりではなく，熱水系の一部からの流体放出を反映していると考えるのが自然であろう。

前述した通り(3.2.4 項参照)，深部収縮によると見られる地盤変動は TO 基線でしか捉えられていないため，詳細なソースモデルの推定は困難である。 Narita and Murakami (2018)は，TO 基線と InSAR データの両方を説明する深部収縮源の候補として，2007 年噴火時に検出された深さ 1km と 3km の膨張源のうち，後者のほうがよりフィッティングが良いことを示している。 Murase et al. (2016)は水準測量から深さ 6 km にシル状の収縮源を推定しており，これも深部収縮源の候補に挙げられる。 ここでは，このソースモデルが TO 基線データを含む 4 つの GNSS 基線データを説明できるかどうかを確かめる (Figure 3.7.3)。

ソースのジオメトリーや位置は最適解の値(Table 3.6)で固定し，クラックの閉口量(閉口を正と定義)を 0.5，1.0，1.5 m の 3 パターンについて計算した。 その結果,閉口量が 1.0 m のとき，TO 基線の変動量を最も良く説明できた(Figure 3.7.4)。 同時に，他の 3 つの基線についても，基線長変化量のばらつきを越えるような変位は見られなかったため(Figure 3.7.4)，このソースモデルでも 4 つの基線データ全てを説明できる場合があることが示された。ただし注意すべきは,これもやはり深部収縮源の候補のひとつにすぎないことである。火口直下 6km より深いところには 2007 年時のダイク貫入が指摘されており(Takagi and Onizawa, 2016; Murase et al., 2016)，2014 年噴火後の VT 地震の震源分布も海抜下 3km より深いところにはほとんど見られないことから，この程度の深さに脆性塑性転移層があり，これより深いところに高温マグマがあってもおかしくない。 深部の収縮源を熱水系の一部と見なすならば，深部収縮源はこれよりは浅い位置にあるといえる。 以上より，TO 基線で捉えた変化はおおむね火口直下 3-6 ｋｍのいずれかの深さに減圧中心がある収縮を反映していると考えられる(Figure 3.7.5)。

3.7.4 2014 年噴火後の放熱過程と 2007 年マグマ貫入との関係

地殻変動データや地下水位モニタリングの結果などから，2014 年噴火の直前には 2007 年ほどの規模の深部へのマグマ貫入は認められなかった (Miyaoka and Takagi, 2016; Koizumi et al., 2016)。 そこで，2014 年噴火後に放出され続けている噴気の熱エネルギーの供給源として，2007 年に貫入したマグマが有力な候補に挙げられる。ここでは，2007 年の貫入マグマ量と 2014 年噴火後の放熱を支えるのに必要なマグマ量との比較を行う。 まず，噴気の凝結時に放出される熱エネルギーは，そもそも深部の熱水系を形成するのに使われた熱，すなわちより深部のマグマ溜まりに由来すると考えられる。 2014 年噴火後の放熱量から計算されるマグマ量は，マグマの比熱を 1 kJ/kg/℃，温度低下量を 1-100℃と仮定し，マグマの冷却を考えると，放熱量は約 $6\times10^{9-11}$ kg (10^{6-8} ton)の冷却マグマに相当する。 これは 2014 年噴火後の脱ガス活動に関与した熱水を形成するのに必要なマグマ量と言い換えられる。 2007 年には貫入体積 5.5×10^{6} m^3 のダイクが推定されているが(Takagi and Onizawa, 2016)，噴火はごく小

規模であり，その後の噴気活動も噴気高度 100 m 以下と小規模であった(気象庁，2007)。すなわち，この貫入に伴う熱エネルギーの大部分は 2014 年噴火まで山体内に蓄積されており，貫入マグマが 2014 年噴火前の 7 年間で深部の熱水系に対して熱供給を行った可能性がある。 実際，貫入マグマの密度を 2500 kg/m^3とすると，貫入質量は 1.4×10^7 ton となり，2014 年噴火後に噴気として放出された熱水分を涵養するだけの質量(10^{6-8} ton)はある。 この貫入に加えて，水準測量結果から推定される深部のダイク(Takagi and Onizawa，2016 で推定された貫入ダイクとほぼソースモデル)は，2007 年から 2013 年までに，噴火を挟む期間(2006-2007 年)と同程度の膨張をしていることが指摘されており，これは深部からのゆっくりとしたマグマ供給によるものと解釈されている(Murase et al.，2016)。 以上より，可能性の一つではあるが，2014 年噴火後の活発な噴気放出は 2007 年噴火時に貫入したマグマまたはその後のゆっくりと供給されたマグマからの熱供給によって駆動された可能性がある。

3.7.5　収縮の時定数の意味

噴火を挟む期間において，噴火時の爆発的な流体放出に伴う顕著な収縮が見られなかったことから，SAR で検出された浅部収縮源は噴火にそれほど関与していないかったと推測されている (Narita and Murakami，2018)。 この推測は，本研究で示した，深部収縮と浅部収縮の間に見られた減衰時定数の乖離の原因を考慮することにより，さらに支持されうるかもしれない。 すなわち，この時定数の違いは深部収縮源と浅部収縮源の噴火への寄与の度合いの違いを反映している可能性がある。 まず，深部からの放水時定数(55 日)のほうが浅部からの放水時定数(379-640 日)より 1 桁小さい。これは，深部から噴火時に積極的な流体放出が行われ減圧速度が大きくなったためだと推測される。 たしかに，流体の上昇を反映していると考えられる噴火直前の震源移動は，深部収縮源の存在しうる火口直下 3 km(海抜 0m)付近から始まっている(Kato et al.，2015)。さらに，深部の収縮源の候補のひとつである深さ 6 km の水平クラックは 2007 年噴火から 2013 年まで増圧をつづけ，噴火を挟む期間では流体放出に伴うとされる沈降が見られている(Murase et al.，2016)。 よって，2014 年噴火前には深部にある程度の過剰圧が蓄積しており，これを噴火により速やかに解放したと考えると，深部収縮の短い時定数が説明可能である。 さらに補足すると，噴火前の過剰圧の蓄積は噴火直前の応力場の変化(Terakawa et al.，2016)や微小な山体膨張(Miyaoka and Takagi，2016)などからも指摘されている。 厳密にはこれらの示す増圧の深さは互いに異なるかもしれないが，深部収縮源はこれらの深さの異なる増圧の中心位置として測地データから求まっているのかもしれない。 一方，浅部の流体溜まりは，噴火時の流体放出にそれほど寄与しておらず，深部からの熱供給や受動的な流体排出による減圧によって狭い領域でゆっくりと沸騰が進行したと考えられる。

深部収縮の時系列には，一次関数で近似される収縮の時間関数も含まれてい

た。 しかし，この項が物理的に意味する所は現時点では定かではない。 また，この項は，2014 年から 2017 年の時間までの範囲では一定速度として見えるが，時間窓をより長くとると，長い時定数をもつ指数関数的な減衰の最初の一部分である可能性もまだ否定できない。 この線形の速度をもつようににみえる収縮の物理的な実態に迫るためには，より長い期間の観測で収縮速度の減衰が見えるまで，もしくは膨張に転じるまで追跡する必要があるだろう。

3.7.6 今後の活動の推移予想と将来の噴火に向けた展望

現在の御嶽山は噴火後の減圧過程にあり開放系に近い状態であると考えられるが，永遠に収縮が続くことはあり得ないため，将来のいずれかの時点で閉鎖系に再び戻ると予想される。 閉鎖系に転移する要因としては例えば Mineralogical Sealing が挙げられる（例えば，Zlotnicki et al., 2006; Christenson et al., 2010; Heap et al., 2019)。 これは，熱水中に溶解したシリカが熱水温度の低下に伴い固体として析出する，ガスや熱水との化学反応により母岩が粘土鉱物化する，または単体硫黄の粘性の温度依存性により，流体の透水性が減少する現象である。 この現象の水蒸気噴火への関与は，Ruapehu 火山(Hurst 1991; Christenson et al., 2010)や Telica 火山（例えば，Rodgers et al., 2015)，十勝岳(橋本ほか，2010; Tanaka et al., 2017)，草津白根山(Nurhasan et al., 2006)，立山地獄谷(Seki et al., 2015)，霧島硫黄山(Tsukamoto et al., 2018)など多くの火山において指摘されている。 このようにして閉鎖系に転じた火山は，つぎの噴火に向けた増圧過程に転じると予想される（例えば，橋本ほか，2002; 中坊ほか，2003; Hamling et al., 2016)。 例えば，九重火山では，1995 年の噴火直後から続いていた収縮が 2010 年代に入り膨張に転じたことから，次の噴火の準備期間が始まったと考えられており(森ほか，2019)，こうした変化は御嶽山でも十分予想し得る変化である。

2014 年噴火直前 1 ヶ月間では，GNSS 基線長データを複数スタッキングしないと見えないほどのわずかな山体膨張しかなかったとされている（Miyaoka and Takagi, 2016)。 この期間には火口近傍の測地観測が無かったため，仮に箱根 2015 年噴火前のような火口近傍の局所的な膨張(直径 200 m)があったとしても，ALOS-2 の観測が噴火前の期間では噴火 1 ヶ月前の 8 月に 1 回しか行われていないため，今となってはそれを知る術はない。 しかし，2007 年から 2010 年までの ALOS データに着目すると，SBAS 法(Small BASeline)と PSInSAR(Persistent Scatter InSAR)を組みあわせた時系列解析によって，山頂を中心とした局所的な範囲で年間 1 cm 程度のゆっくりとした衛星への近づきが検出されており（気象研究所, 2016)，このような低速度の膨張性変動が 2014 年噴火に向けた増圧過程の一部であった可能性も否定できない。 東山麓で行われている繰り返し水準測量の結果からも，2007 年噴火以降も広域の隆起が継続していたことが指摘されており（Murase et al., 2016)，2014 年噴火に向けて浅部・深部を含めた山

体全体で増圧が進行していた可能性が高い。 こうした観測事実を鑑みても，高頻度のSAR観測や火口近傍から広域までのマルチスケールの観測を継続することにより，つぎの噴火の準備過程が捉えられる希望が全くない訳ではない。

3.8 Appendix

Text S1. 流体の圧縮性が放水の時間関数に与える影響の評価

本文中では, 流体の密度 ρ(t) および圧縮率 $\beta_f(t)$ は時間変化しないと仮定し, 浅部の収縮源から流体を放出する時間関数 $\Delta m(t)$ は収縮体積の時間関数 $\Delta V(t)$ のみに支配されると見なした。 しかし, 気相や気液 2 相のように圧縮性に富む相状態では, 圧力変化や減圧に伴う沸騰などによって, 流体溜まりの密度や圧縮率が時間変化する可能性は十分にある。 ここでは, これら流体の圧縮性の時間変化が$\Delta m(t)$に与える影響について, 簡単に評価する。 まず, (3.2)式の時間依存項をはっきりさせために, 以下のように書き直す。

$$\Delta \mathrm{m(t)} = \rho(\mathrm{t})\, \Delta \mathrm{V(t)} \left(1 + \beta_f(t)/\beta_c\right) \qquad \text{(S1)}$$

ここで, β_cは収縮源の圧縮率を表す。 この圧縮率は, 圧力源形状と周囲の母岩の弾性定数に依存しており, これらは数年程度という短い時間スケールで変化するとは考えにくいため, 圧縮率も時間変化しないものと仮定できる。

ここでは, 密度と圧縮率の時間変化の要因として, 減圧に伴う気液 2 相水の蒸発を考えることとする。 気液 2 相水は水の相状態の中で最大の圧縮性を示すため (Grant and Sorey, 1979), この状態の時間変化がΔm(t)に対して最大の影響を与えると考えられる。 減圧のシナリオは, 3.7.2 項で述べたものと同じく, 収縮源深さ 500 m において, 静岩圧(10 MPa)から静水圧(5 MPa)への減圧を考える。 気液 2 相水の圧縮率を評価するにあたり, 収縮する流体溜まりの実態として, 微小な空隙や亀裂が連結した地熱貯留層のように, 多孔質媒質中に水が飽和している状況を仮定する。 深さ数 100 m という火山のごく浅所では, 地殻変動の解析解で仮定されるような単一の空洞内を水が占めている状況よりも, 多孔質媒質中の流体のほうがより現実的な仮定であろう (Ingebritsen et al., 2006; Kobayashi, 2018; Kobayashi et al., 2018)。 気液 2 相水の圧縮率は, 流体のくみ上げにより減圧・沸騰する気液 2 相水が多孔質媒質中に占められている地熱貯留層を仮定した, Grant and Sorey (1979)の経験式:

$$\beta_f = \frac{(1-\phi)\rho_r C_r + \phi S \rho_l C_l}{\phi} \left[1.92\times10^{-6}\, P^{-1.66}\right] \qquad (S2)$$

に基づき計算する(本文中の式 3.8 と同一)。ここで, P は貯留層の圧力(単位は bar), ϕ は空隙率, S は液相の体積分率の初期値を表す (パラメータの詳細な定義や値は本文中

Table 3.4 を参照)。水の状態量は IAPWS1995 の状態方程式に従い(Wagner and Pruss, 2002), 実際の計算には STEAM software を使用した (Harvey and Lemmon, 2013)。$\Delta V(t)$は, 異なる SAR の観測軌道データに基づいて推定された時間関数を用いた (本文中 Table 3.1)。 β_cの値は 1.4×10^{-8} – 1.4×10^{-9} Pa^{-1} を仮定した (この値の推定の詳細は Text S2 を参照)。 これらの仮定のもとで, パラメータ値の様々な組み合わせ(S = 0.1-0.9, φ = 0.1-0.5, β_c = 1.4×10^{-8} – 1.4×10^{-9} Pa^{-1})で, 式(S1)よりΔm(t)を計算した。

Figure S1 は, $\rho(t)$と$\beta_f(t)$の時間変化を考慮した場合(点線)と考慮しない場合(黒実線)のΔm(t)を, 様々な S, φ, β_cおよび ΔV(t)の組み合わせで計算した結果を示す。 流体溜まりの初期状態が液相に富む場合(S が大きい場合), Δm(t)の緩和時間はΔV(t)の緩和時間(379–641 日)よりも小さくなる傾向は見られる。 最小でも 130 日程度であり, 火口からの放水の時定数(~50 日)には及ばない。 これより, 収縮源内を占める流体の密度と圧縮率の時間変化を考慮しても, 浅部の収縮源からの流体放出だけでは, 速い減衰を示す火口からの放水の時間関数を説明できない。 よって, 火口から放出される水の大部分は, SAR データ中において顕著な収縮性の変動を示す浅部収縮源ではなく, 別のソースに由来する可能性が高いといえる。

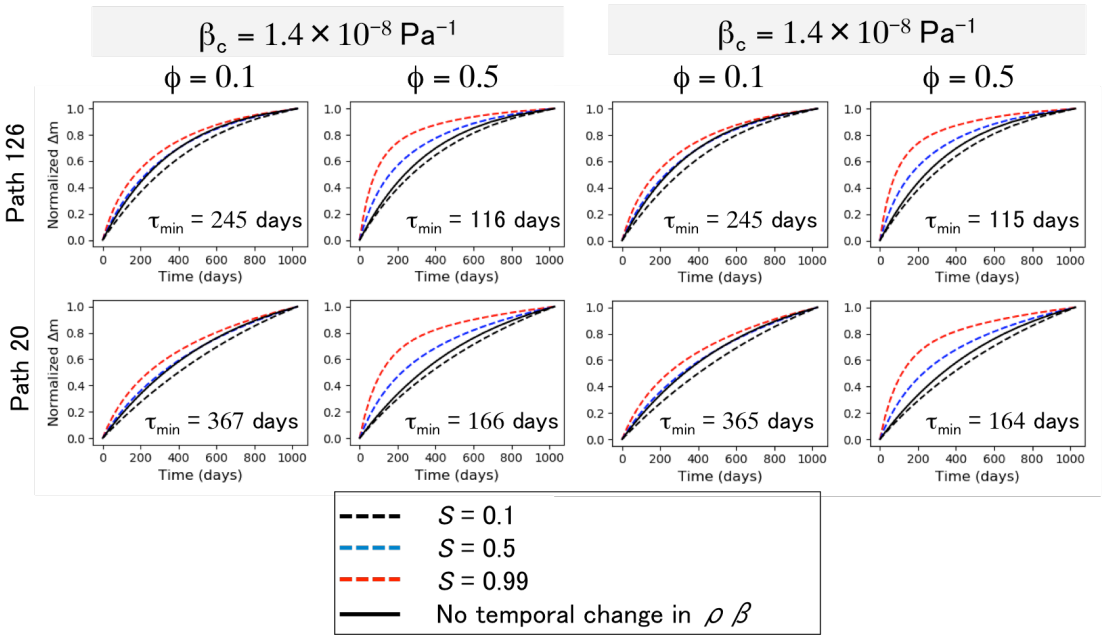


Figure S1. Time function of $\Delta m(t)$ when considering temporal change in $\rho\beta$ (dashed lines) for combination of different values of source compressibility (β_c), porosity (φ) and initial liquid saturation (S). These are plotted for both of independent satellite paths. Solid line corresponds to $\Delta m(t)$ without temporal changes in$\rho(t)$ and $\beta_f(t)$ which means that fluid is incompressible. $\Delta m(t)$ on the vertical axis is normalized by its maximum value. τ_{min} shows the smallest value of the relaxation time among the plotted curves in each figure.

Text S2.　圧力源の圧縮率の値の推定

ここでは，既知のパラメータ値を用いて，現実的な圧力減の圧縮率(β_c)の値の範囲を推定する。圧縮率の定義よりβ_cは

$$\beta_c = \frac{\Delta V}{V \Delta P} \qquad (S3)$$

と表される。ここで，ΔVは体積変化量，Vは体積，ΔPは圧力変化量を表す。 まず，本文同様，ΔVは既に推定された値(-7×10^5 m^3)を用い，ΔP = -5 MPa と仮定する。 次に，体積 V の取りうる値の範囲を求める。 収縮源の最適形状はほぼ球状であり，山体からはみ出ない最大半径は約 300 m であることから(Figure 3.7.1)，体積の最大値は 1×10^8 m^3程度となる。 収縮体積が 7×10^5 m^3 であることから，最小値は 1×10^6 m^3程度あると考えられる。よって，V の取りうる値の範囲は 1×10^{6-8} m^3程度である。これらの値を用いれば，β_cの取りうる値の範囲は1.4×10^{-7} Pa^{-1} (V=1×10^6 m^3のとき)から1.4×10^{-9} Pa^{-1}($V = 1\times10^8$ m^3)となる。

以下では，御嶽山のように熱水変質した火山浅所における現実的な物理的要素を考慮することで，β_cの値をより現実的な範囲に絞り込む。 Narita and Murakami (2018) は，巨視的な測地学的モデル(ほぼ球状の圧力源)を用いて，InSAR により観測された地盤変動を説明している。 球状の空洞の圧縮率は $3/(4\mu)$と表され(μは母岩剛性率)，火山の浅部における典型的な剛性率の値(1 GPa)を仮定すると，β_c = 7.5×10^{-10} Pa^{-1} となる。 この圧縮率や剛性率の典型的な値は，浅部の地震波速度構造やボーリングコアの室内実験から得られる値である。しかし，御嶽山で推定された値($1.4\times10^{-7} - 1.4\times10^{-9}$ Pa^{-1})はこれよりも 1 桁以上大きい。

このように比較的大きな圧縮率は，以下の 2 つの要素を考慮すると，現実的な値となると考えられる。 一つは，岩石の熱水変質に伴う剛性率の低下である。 御嶽山地獄谷の直下には斑岩銅鉱床モデルで近似されるような熱水変質帯が広がっていると考えられており(Minami et al., 2016)，このような熱水変質岩の剛性率は典型的な値よりも 1 桁小さい 0.1 GPa のオーダーであってもおかしくない（例えば，Lynne et al., 2013; Mayer et al., 2016; Montanaro et al., 2016; Junc et al., 2019)。 これにより，β_cは一桁大きくなりうる。 2 つめの要素は圧力源の微視的な性質と幾何学形状である。 火山の水に富んだ浅い部分における圧力源の素性としては，ある単一の球状の空洞があるというよりは球状の領域内を多孔質媒質が占めており，空隙が流体に飽和している流体溜まりを想定するほうが現実的である。すなわち 測地モデルのインバージョンで推定される圧力源形状は，圧力変化をしている媒質部分の周囲の圧力分布を反映していると考えることができる。この場合，流体溜まり全体の圧縮率(多孔質弾

性論で reservoir bulk compressibility に相当；Wang, 2000)は，空隙の個々の形状やその空間分布などに依存するため，測地インバージョンで推定された圧力源形状の圧縮率と同じになるとは限らない。 例えば，異なる走向・傾斜角のクラック状の空隙で占められているある形状の多孔質媒質の領域を考えたとき，この圧力変化による地表変位の空間パターンが，単一の球状圧力源によるものと類似したパターンになることは十分あり得る（例えば，Amoruso and Crescentini, 2009)。 仮に，流体溜まりの大部分が球状ではなく薄いクラック状の空隙で構成される場合，その圧縮率は球状の空隙ベースの多孔質岩に比べて 1 桁程度大きくなることが知られている（Warren, 1973)。以上の 2 つの要素を考慮すると，β_cは典型的な値(～10^{-10} Pa^{-1})よりも最大で 2 桁ほど大きくなってもおかしくない。 よって，本研究では，β_c=1.4×10^{-8}－$^{-9}$ Pa^{-1} とする。 このオーダーの圧縮率の値は，近年いくつかの地熱地帯でも報告が有るため(例えば，Helgadóttir et al. 2010; Lynne et al. 2013; Juncu et al. 2019)，地熱地帯と岩相や熱的･化学的に類似点の多い火山の浅部においても十分あり得る値であると考えられる。

Text S3. 浅部収縮源内の流体物性の推定に対する多孔質弾性の影響評価

本文中では，流体に満たされた空洞を仮定して体積変化量や質量変化量の計算を行ったが，気液 2 相水の圧縮率を計算する際には多孔質媒質を想定したため，空洞と多孔質という仮定同士が整合的でない。 ここでは，浅部収縮源内の流体の相状態の推定(3.7.2 項)における多孔質弾性体を仮定した場合の推定への影響を検討する。 Juncu et al. (2019)は，多孔質弾性体を仮定して収縮する圧力源とその収縮体積(ΔV_r)に相当する質量流出量(Δm)との関係式を導いている。

$$\Delta m = \rho_f \Delta V_r \left[\alpha + \frac{3\phi}{\alpha}\frac{1-\nu}{1+\nu}\left(\alpha - 1 + \frac{\beta_f}{\beta_c}\right)\right] \cdots (S4)$$

ここで， ρ_fは空隙中を占める流体の密度，αは一軸の多孔質弾性膨張係数，ϕは空隙率を，ν is はポアソン比を表す。 ここで，典型的な値として，α = 1.0 ，ν =0.25 を仮定すると，式(*S3*)は

$$\Delta m = \rho_f \Delta V_r \left[1 + \frac{9\phi}{5}\frac{\beta_f}{\beta_c}\right] \cdots (S5)$$

と変形される。 これは$9\phi/5$の部分を除いては，式(3.2)とほぼ同じ式である。式(3.6)と式(S5)より，不等式(3.7)は以下のように書き換えられる。

$$\rho_f \left[1 + \frac{9\phi}{5}\frac{\beta_f}{\beta_c}\right] < \frac{0.3 Q_{out}}{\Delta V_r} \approx 6000 \cdots (S6)$$

ここで,

$$\rho\beta_p = \rho_f \left[1 + \frac{9\phi}{5}\frac{\beta_f}{\beta_c}\right] \cdots (S7)$$

と置き換えると，式(S6)は式(3.7)と同じ形式となる。 (S6)を用いて，3.7.2 項と同様の手順で$\rho\beta_p$を計算した結果，計算値は空洞モデルを仮定した場合の計算値とほぼ同じ結果を示した (Figure S2)。 よって，本文中で空洞近似の仮定のもとで計算された$\rho\beta$の値は妥当な結果であるといえる。

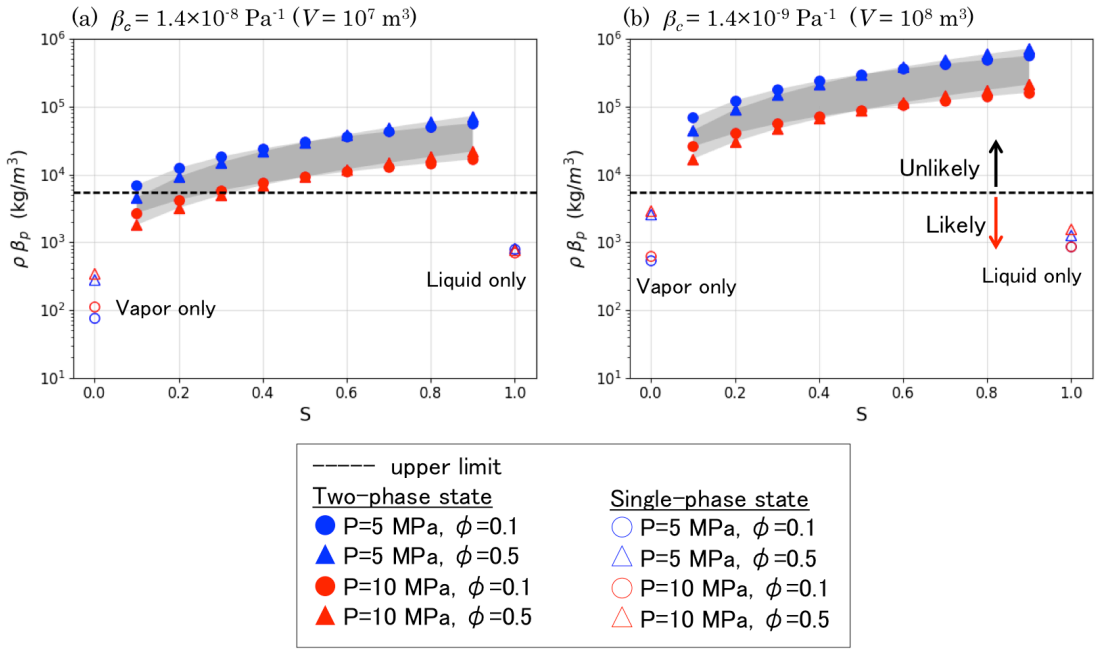


Figure S2 Calculated $\rho\beta_p$ values for the shallow reservoir using the formulation of Juncu et al. (2019). Blue and red colors indicate hydrostatic and lithostatic pressure condition at 500-m depth, respectively. Circles and triangles correspond to reservoir porosity of 0.1 and 0.5, respectively. Solid and outlined symbols show two- or single-phase state, respectively. Dashed lines show upper limit value of $\rho\beta_p$. Gray shaded area indicates possible range of allowable $\rho\beta_p$ values.

Table 3.1 Modeling results

	Crack	Mogi	FEM
Depth (m)	690	390	500
Deflation volume (m^3)	3.6×10^5	2.9×10^5	3.5×10^5
Residual*	1.80	1.39	0.84

*Residual is defined as $\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{O_i - C_i}{E_i}\right)^2}$ where O_i, C_i, and E_i are the observed values, calculated values, and observed error values at the i-th pixel, and n is the total number of pixels, respectively.

Table 3.2 Information about InSAR data

Beam No.	2_7	2_6
Path-Frame	126-710	20-2890
ASC / DSC	A	D
Viewing direction	Right	Right
Incidence angle (deg.) *a	36	32
Heading (deg.) *b	-10.1	191

a: Incidence angle is represented by the angle at scene center.

b: Heading is defined as clockwise angle from north.

Table 3.3. Best-fit parameters of time functions

	a	c	τ (days)	AIC*[a]
ΔV_S				
Path 126				
$f_1(t)$	7.4 (± 0.2)× 10^5 [m^3]	–	379 (± 31)	119.8
$f_2(t)$ *[b]	6.1 (± 2.1) × 10^5 [m^3]	106 (± 183) [m^3/day]	313 (± 118)	121.2
Path 20				
$f_1(t)$	9.2 (± 1.2) × 10^5 [m^3]	–	641 (± 150)	191.5
$f_2(t)$ *[b]	9.0 (± 25.3) × 10^5 [m^3]	10(± 1437) [m^3/day]	632 (± 1300)	193.5
Q_{out}				
$f_1(t)$	1.1 (± 0.03) × 10^{10} [kg]	–	209 (± 16)	447.1
$f_2(t)$	5.0 (± 0.1) ×10^9 [kg]	8.6 (± 0.1) × 10^6 [kg/day]	47 (± 2)	274.2
ΔL_d				
Path 126				
$f_1(t)$	-1.90 (± 0.16) [cm]	–	905 (± 115)	-2350.7
$f_2(t)$	- 2.63 (± 0.22) × 10^{-1} [cm]	- 1.04 (± 0.04) × 10^{-3} [cm/day]	20 (± 11)	-2445.1
Path 20				
$f_1(t)$	-1.34 (± 0.04) [cm]	–	378 (± 26)	-2345.2
$f_2(t)$	- 4.62 (± 0.26) × 10^{-1} [cm]	- 0.88 (± 0.04) × 10^{-3} [cm/day]	41 (± 10)	-2465.9

a: $AIC = n \log\left(\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(O_i - C_i)^2\right) + 2k$, where n is number of data, i is index, O is an observed value, C is a calculated value, k is number of model parameters (Akaike 1974).

b: Parameters included in $f_2(t)$ of ΔV_S were not determined uniquely, which indicates that linear terms are completely unnecessary to characterize the time series of ΔV_S.

Table 3.4. Estimated parameters of superposed two curves

Path	A_1 (kg/m^3)	A_2 (kg/m)	Mass ratio *[a]
126	$3.89\ (\pm 1.93)\times 10^3$	$9.79\ (\pm 1.24)\times 10^{11}$	0.814 (± 0.104)
20	$4.64\ (\pm 3.25)\times 10^2$	$1.02\ (\pm 0.02)\times 10^{12}$	0.975 (± 0.015)

a: Mass ratio is defined as $Q_d(t = t_f)/Q_{out}(t = t_f)$ where t_f is final time of this analysis (1027 days).

Table 3.5. Symbols and descriptions of thermodynamic parameters

Symbol	Definition	Values	Reference
ΔV	Deflated volume	7.0×10^5 m^3	Narita and Murakami (2018)
ρ	Water bulk density	$\rho = S\rho_l + (1-S)\rho_v$	-
S	Volumetric liquid saturation	0 - 1	-
ρ_l	Liquid water density	688-777 kg/m^3	*a
ρ_v	Vapor density	25-55 kg/m^3	*a
β_f	Water compressibility	Single phase: $\frac{1}{\rho}\left(\frac{d\rho}{dP}\right)_h$	*b
		Two phases: $\frac{\langle\rho c\rangle}{\phi}\,[1.92\times10^{-6}\,P^{-1.66}]$ *d	Grant and Sorey (1979)
P	Pressure	5 – 10 MPa	-
T	Temperature	264 – 311 ℃	
ϕ	Porosity	0.1 - 0.5	-
$\langle\rho c\rangle$	Volumetric heat capacity of the wetted rock	$(1-\phi)\rho_r C_r + \phi S\rho_l C_l$	Grant and Sorey (1979)
ρ_r	Host rock density	2000 kg/m^3	-
C_r	Isobaric specific heat of host rock	1 kJ/kg/℃	-
C_l	Isobaric specific heat of liquid water	5.0 – 6.1 kJ/kg/℃	*a
β_c	Compressibility of the pressure source	1.4×10^{-8} - 10^{-9} Pa^{-1}	*c

a: ρ_l, ρ_v and C_l are calculated at boiling temperature (264 – 311℃) at 5 -10 MPa.

b: Water bulk compressibility is calculated during decompression from lithostatic to hydrostatic pressure at constant enthalpy. For single-phase state, it is directly calculated using STEAM software (Harvey and Lemmon 2013), which allow for calculating equation of state of pure water.

c: Refer to Text S2 for details.

d: This approximation is validity for P in the range of 4-120 bars. Unit of P is bar.

Table 3.6. The source model of Murase et al. (2016)

Parameters	Values
Latitude (degree)	35.8973
Longitude (degree)	137.4838
Length (m)	1000
Width (m)	1500
Strike (degree)	140
Dip (degree)	-15
Depth (m) *a	4225
Crack closing (m)	0.5, 1.0, 1.5 m

a: Depth from the mean elevation of the four GNSS stations (1725 m). In Murase et al. (2016), the depth was estimated to be 2500 m, and its reference was sea level. That is why the source depth for our calculation is set to be 4225 m.

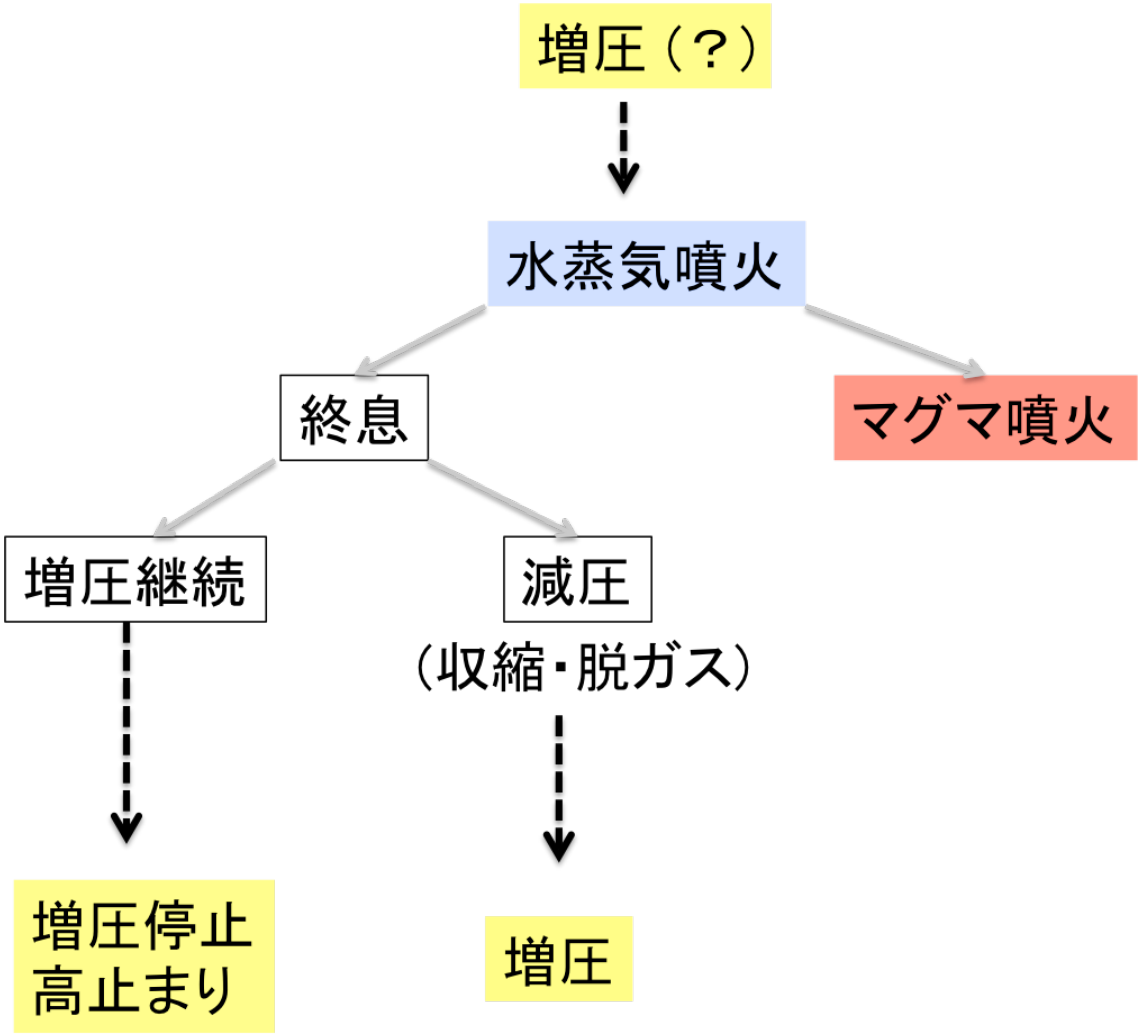
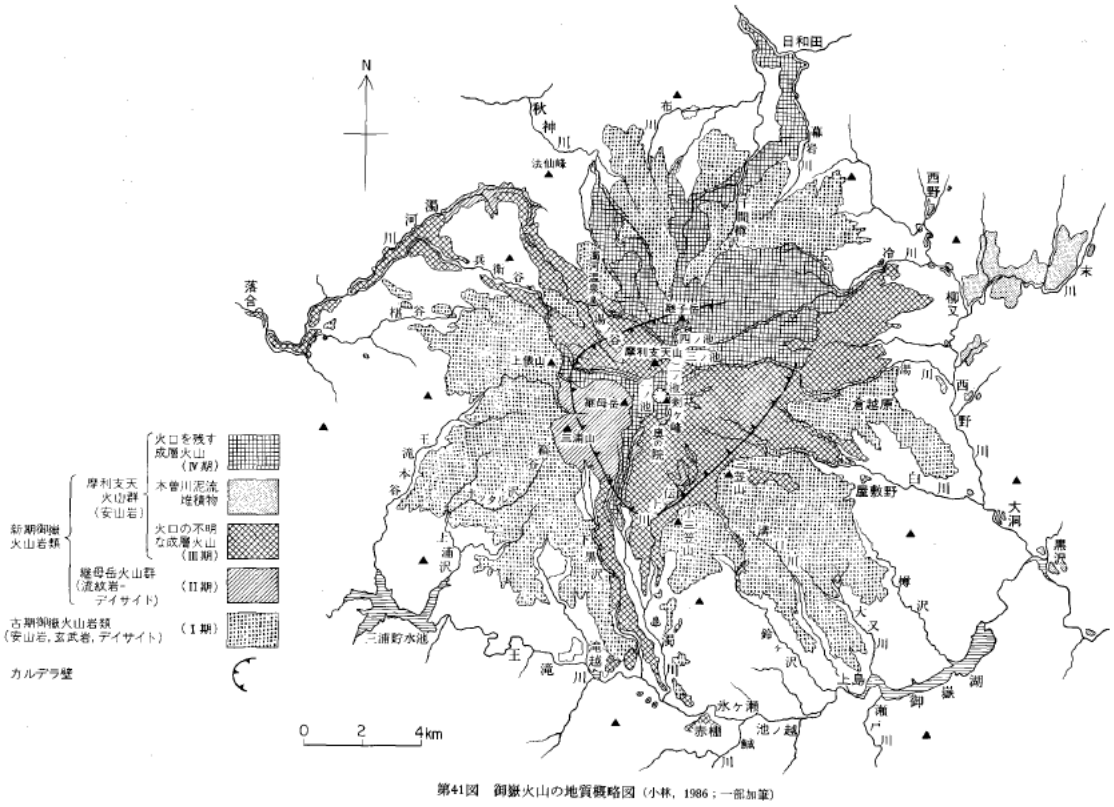


Figure 3.1.1 Schematics of time sequence of pressure condition of a volcano from pre-eruptive to post-eruptive process, associated with phreatic eruption.



第41図　御嶽火山の地質概略図（小林，1986；一部加筆）

Fig. 3.2.1　Distribution of older and younger volcanoes (Fig. 41 in Yamada and Kobayashi, 1988).

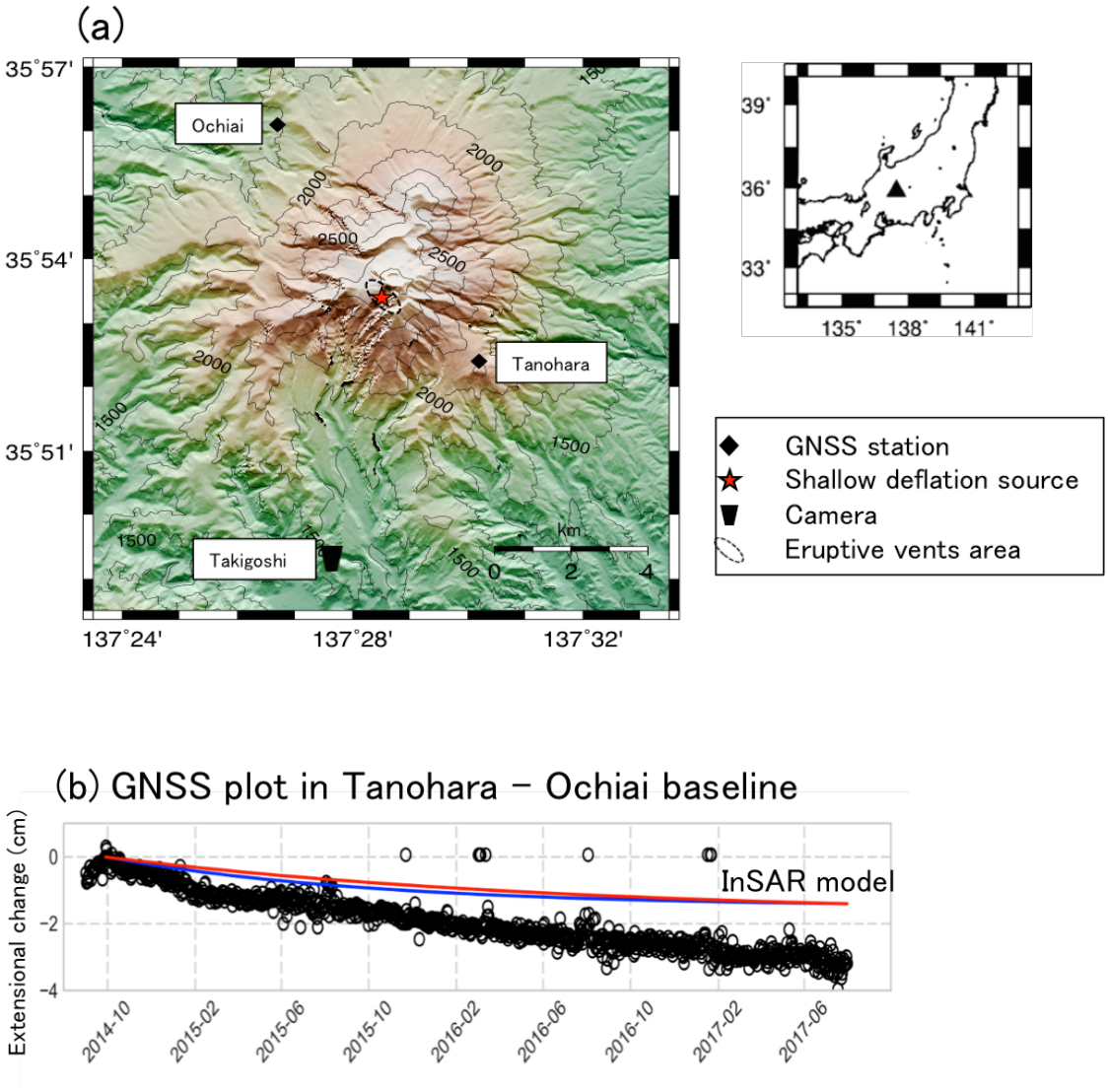
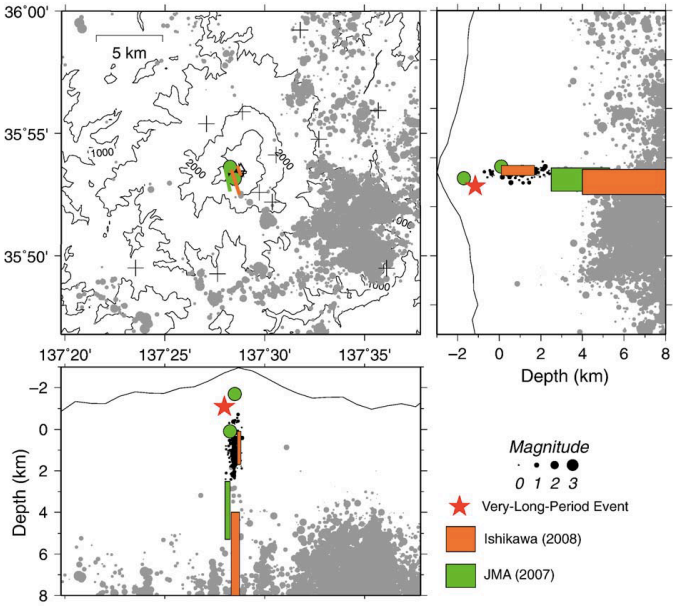


Fig. 3.2.2 (a): Locations of GNSS and camera stations. (b) GNSS plots of Tanohara-Ochiai baseline length from September 2014 to July 2017. The GNSS data were provided by Japan Meteorological Agency (JMA). Red and blue lines show baseline length change predicted by the shallow deflation source model derived from two orbital data of ALOS-2 satellite (Narita and Murakami 2018); path 126, an orbit of ascending and right looking (the red line) and path 20, an orbit of descending and right looking (the blue line), respectively.

(a) Pressure sources estimated in the 2007 eruption



(b) Dike and pressurized sphere model in the 2007 and 2014 eruption

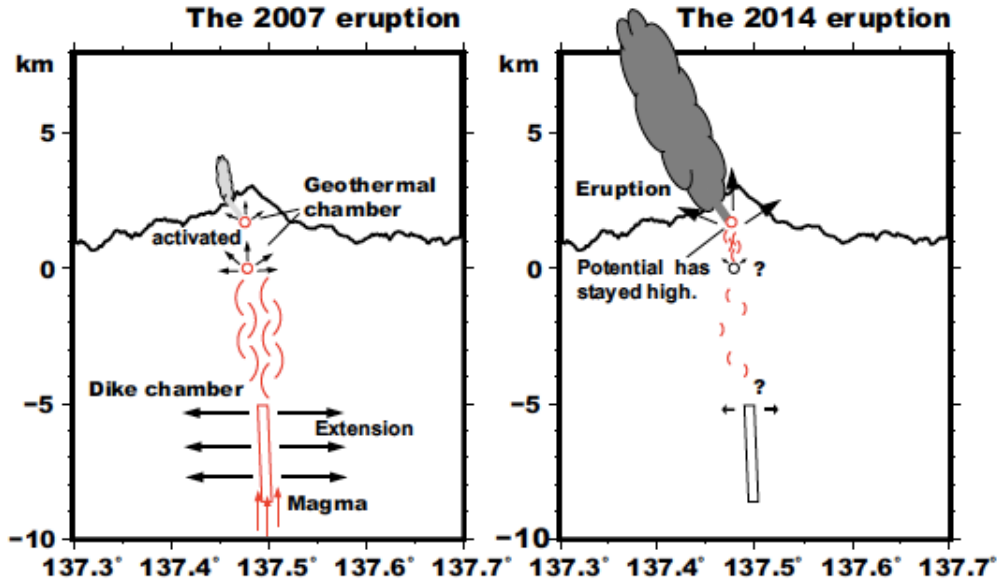


Figure 3.2.3 Location of deformation sources and volcanic earthquakes (a): Multiple deformation sources, VT earthquakes and VLP source, activated in the 2007 eruption, which were estimated by different authors (Figure 11 in Nakamichi et al., 2009). (b) Dike and isotropic models estimated by Japan Meteorological Agency (JMA) (Figure 9 in Takagi and Onizawa, 2016). Note that the dike model

estimated by JMA (2007) in (a) has been modified and re-estimated by Takagi and Onizawa (2016), as shown in (b).

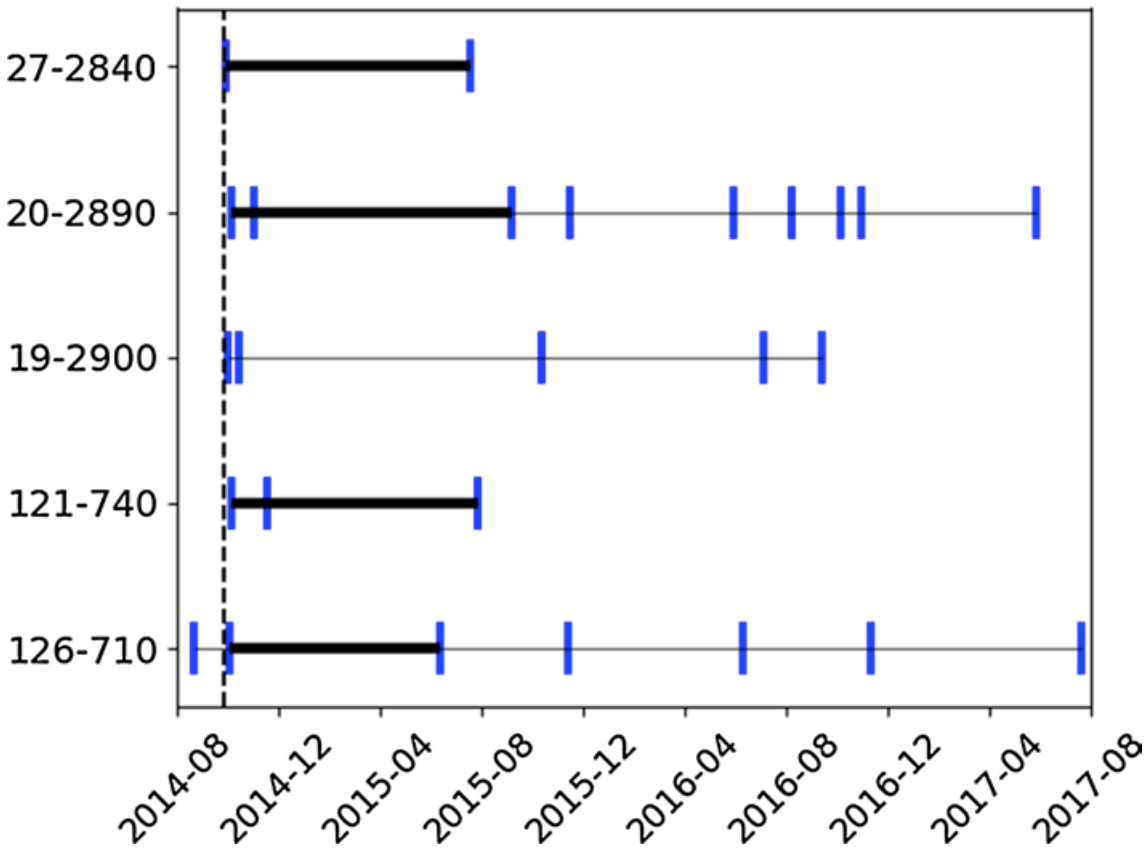


Figure 3.2.4 Acquisition time of ALOS-2 SAR data around the 2014 eruption (Figure 2 in Narita and Murakami, 2018). The vertical axis shows the path-frame, whereas the horizontal axis shows the acquisition data. The dashed vertical line indicates the time of the eruption on September 27th, 2014. The pairs connected with thick black lines indicate interferograms used for 3-D decomposition.

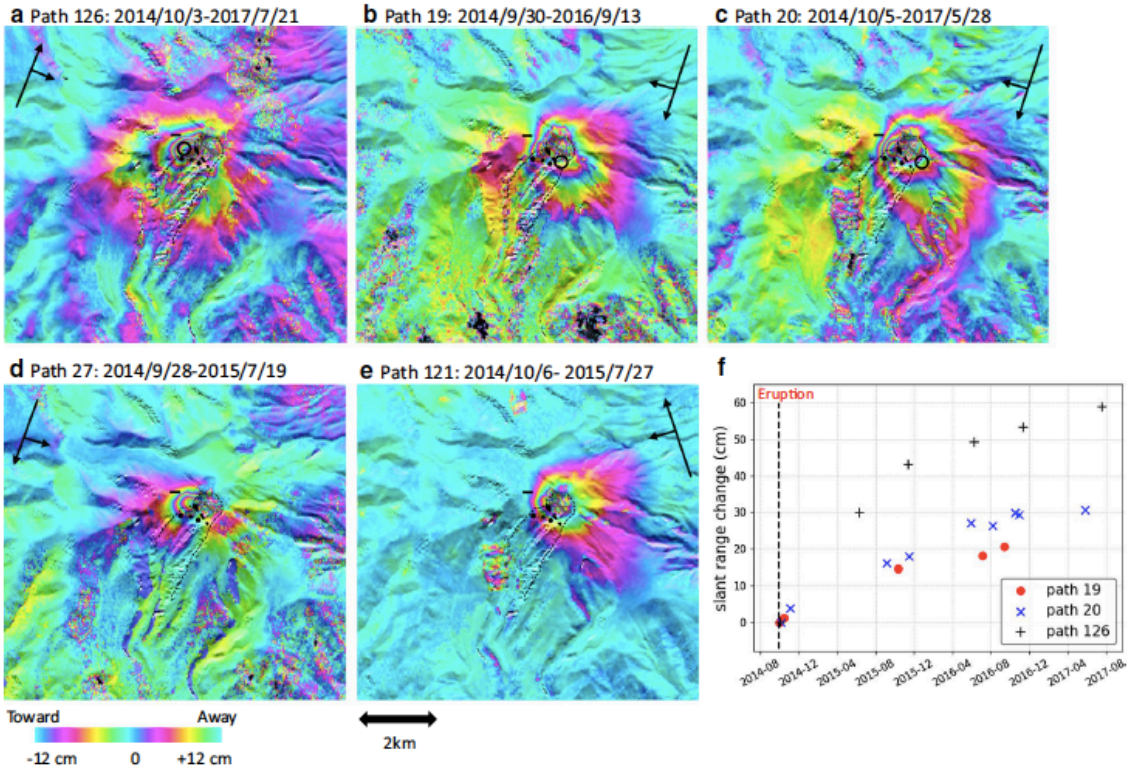


Figure 3.2.5 Interferograms around Jigokudani Valley. (a)-(e) Interferograms depicting the stacked line-of-sight displacements (dLOS). The paths and spanning periods are shown at the top of each interferogram. (f) Time series of the dLOS at fixed pixels as indicated with black circles in (a)-(c). In this study, we used the time series only in (a) and (b). Positive values of dLOS correspond to pixel motion away from the satellite. Arrows represent the flight and viewing direction of the ALOS-2 satellite. Black dots in each interferogram indicate eruptive vents in the 2014 eruption.

(a) (b)

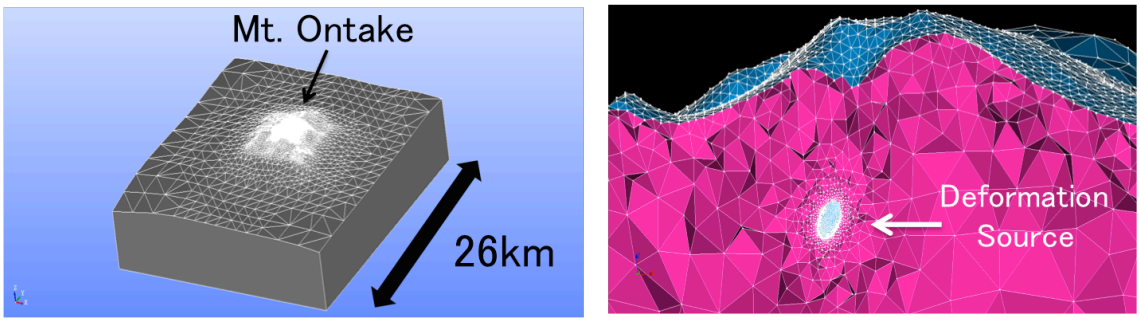


Figure 3.2.6 Model geometry of finite element model, which built by using Salome-meca package (https://code-aster.org/spip.php?rubrique2). (a) Entire of model domain, which has a box of 26×26×5 km with topography around Mt. Ontake. Mesh size is 40 m, finest size, around Jigokudani Valley and 2 km, coarsest size, around edges of the model domain. We use quadric precision element to improve calculation precision. Rigidity of host rock is set to be 1 GPa. (b) Cross section around deformation source.

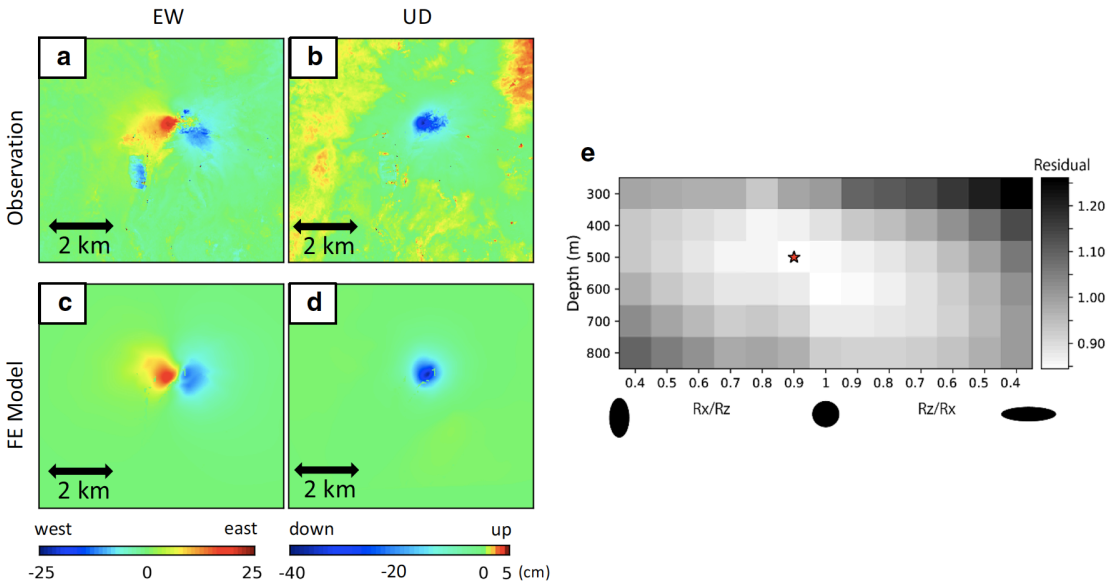


Figure 3.2.7 Results of finite element modeling for the area indicated in Fig. 3.2.2 (Figure 5 in Narita and Murakami, 2018). (a) and (b) correspond to East-West (EW) and Up-Down (UD) components of observed deformation during Oct. 2014-Jul. 2015, respectively, which are estimated from four interferograms (path 126, 20, 19 and 124). (c) and (d) correspond to best-fit model of the EW and UD component, respectively. (e) indicates residual distribution for combinations of the free parameters, that is, the aspect ratio of the spheroidal source (abscissa: ratio of the minor axis to the major axis with typical shape schematics) and the depth (ordinate). In the left half of the chart, the aspect ratio is represented as a ratio of the horizontal axis to the vertical axis, corresponding to vertically elongated spheroid, whereas in the right half of the chart, the ratio is for the horizontal axis to the vertical axis, corresponding to oblate. The residuals are colored in gray-scale, and white colored mesh indicates smaller residual. A red star indicates the best-fit solution (depth = 500 m, Rx/Rz = 0.9).

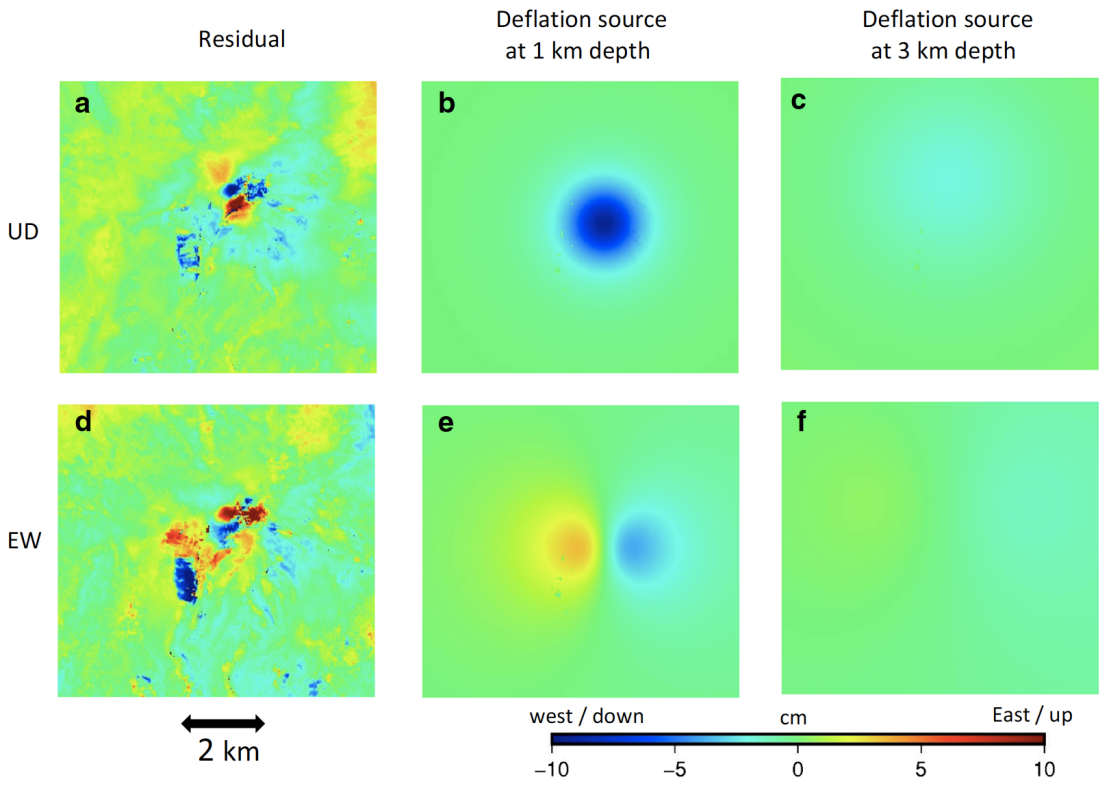


Figure 3.2.8 Comparison between residuals for the best-fit FE model and the simulated deformations presumably caused by the sources proposed in Takagi and Onizawa (2016). (a), (d) Residual images obtained by subtraction of the optimal FE model predictions (Fig. 3.2.7) from decomposed EW and UD component during the period between the end of September 2014 and the end of July 2015 (Fig. 3.2.7). Residuals remain in the close vicinity of the deflation center, where deformation might be complicated. For example, fractured and soft medium near the eruptive vents could amplify the deformation magnitude locally, or complex geometry of the deformation source, that is, not spheroidal source, could contribute to the locally amplified deformation. (b),(e) Simulated deformations caused by the deflation source at 1 km depth. (c), (f) Simulated deformations caused by the source at 3 km depth.

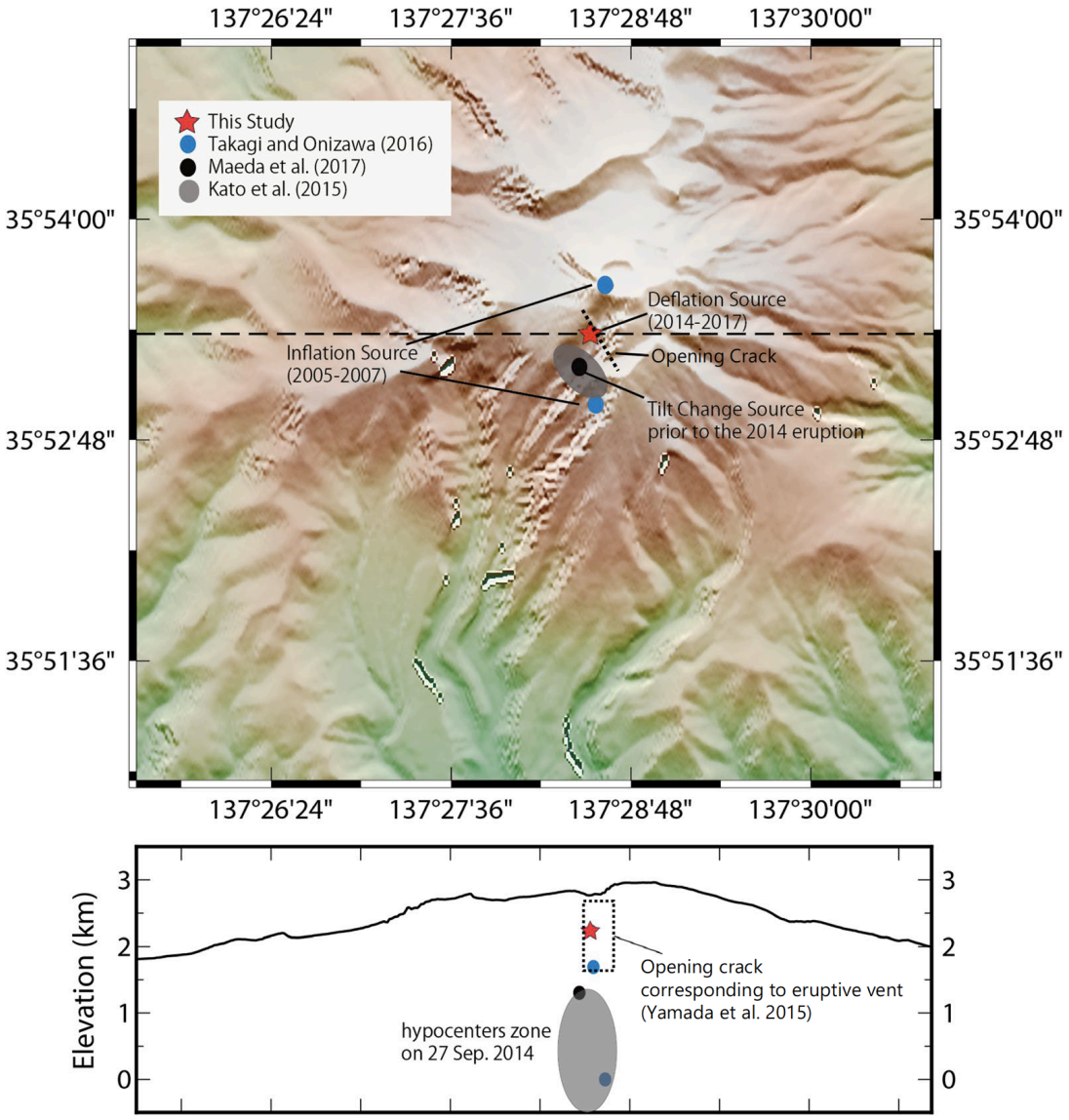


Figure 3.2.9 Source locations. Red star, blue circles, and black circle correspond to deflation source estimated by this study, inflation sources for the 2007 eruption (Takagi and Onizawa 2016), and tilt change source 7 min prior to the 2014 eruption (Maeda et al. 2017), respectively. Gray zone is the hypocenters zone in the 2014 eruption (Kato et al. 2015). Dotted line (in the upper figure) and dotted rectangle (in the bottom figure) are opening crack in the 2014 eruption (Yamada et al. 2015).

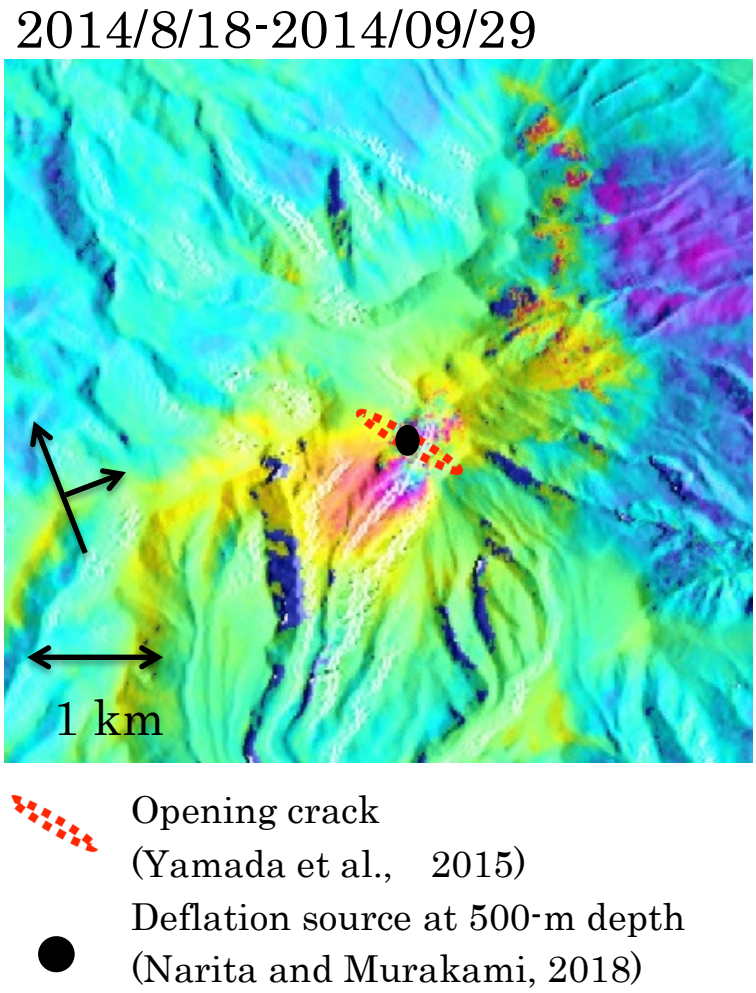


Figure 3.2.10 Co-eruptive deformation of path 126 (ascending , right-looking). dLOS of 10 cm toward the ALOS-2 satellite can be seen over Jigokudani Valley, which has been modeled by using sub-vertical opening crack (Yamada et al., 2015). This crack penetrates the post-eruptive deflation source estimated by Narita and Murakami (2018), as shown in Figure 3.2.9.

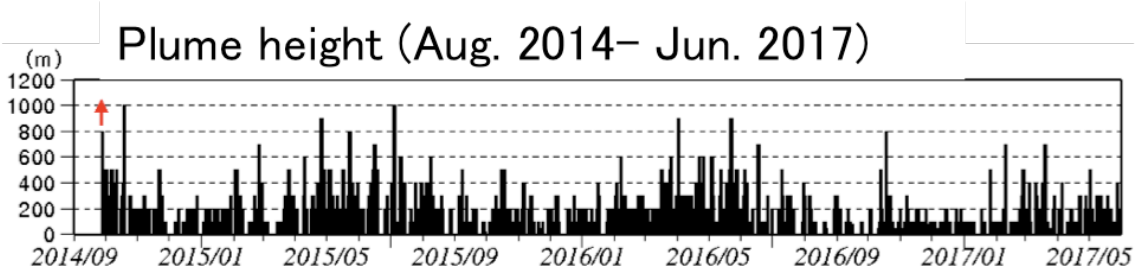


Figure 3.2.11 Plume heights from rim of Jigokudani Valley, which were observed by JMA. A red arrow indicate the date of the 2014 eruption.

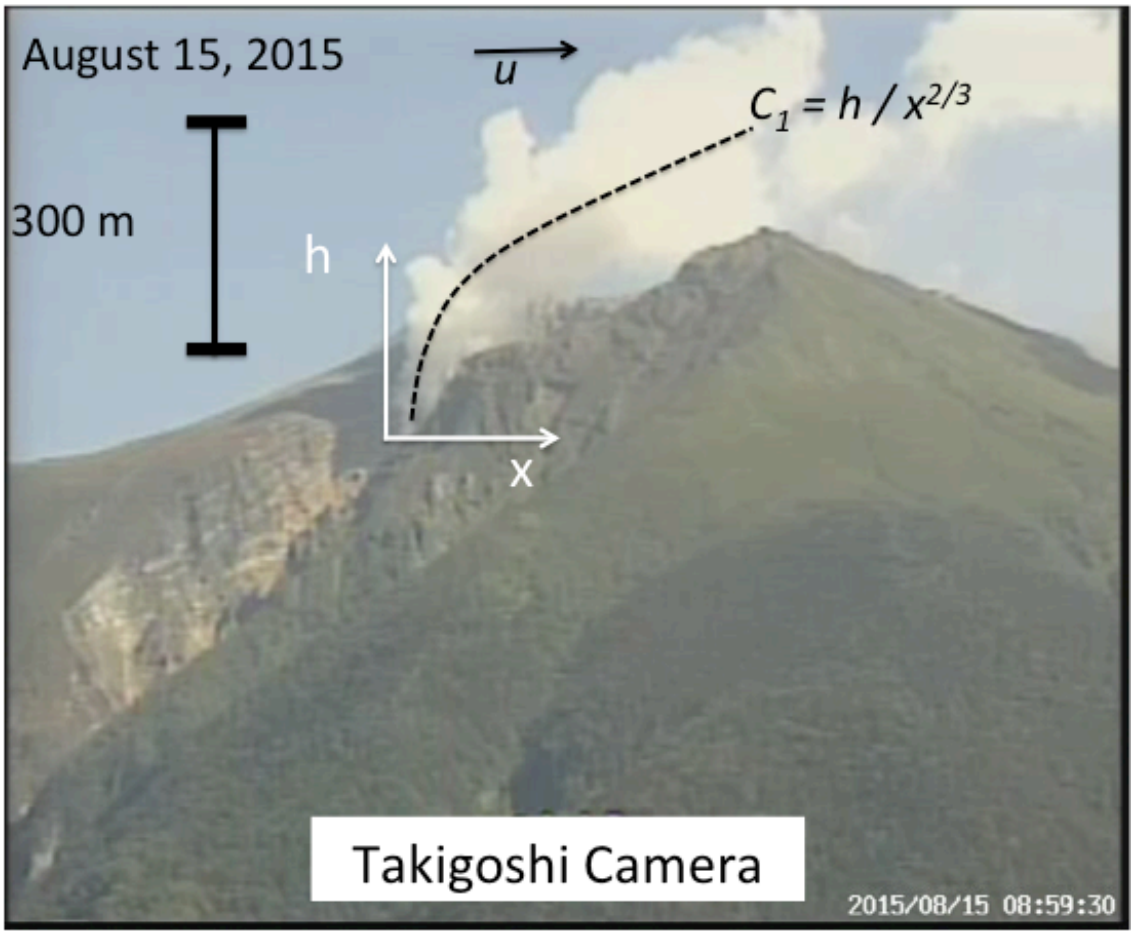


Fig. 3.4.1 An example photograph of plumes viewed from Takigoshi station taken on 15 August 2015. The photos were provided from JMA. By tracking of movements of the identical portion of the plume over consecutive images, we estimated wind velocity u and coefficient of the plume shape C_1, in a local coordinate of x, horizontal distance from a reference point, and h, which is vertical distance from a reference point, and then plume heat flux $\dot{Q}_h$ (see text for the detail of analysis procedure).

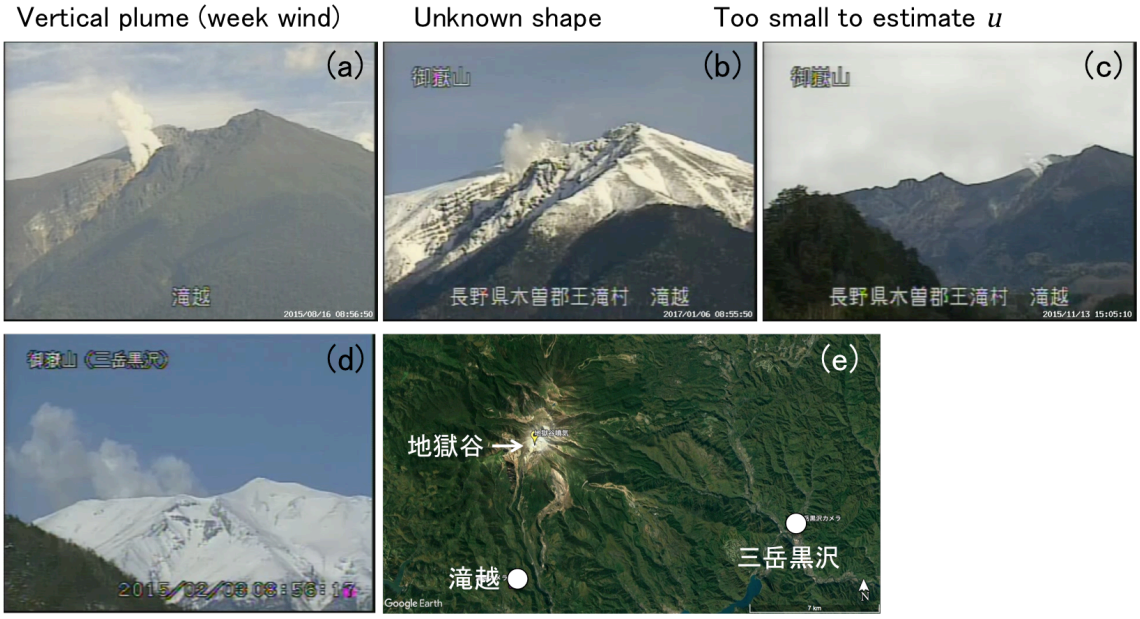


Fig. 3.4.2 Example of photos under different conditions taken from Takigoshi station (a-c) and taken from Mitake-Korosawa station (d). (a) Vertically rising plume due to weak wind. (b) Plumes with unknown shape, leading to failure of estimation of wind velocity (u) and shape coefficient (C_1). (c) Plumes with small size, making estimate of u and C_1 impossible. (d) Plume taken from Mitake-Kurosawa on 2 Mar. 2015, which shows difficulty of estimating plume parameters. (e) Location of observation stations with cameras (white circles).

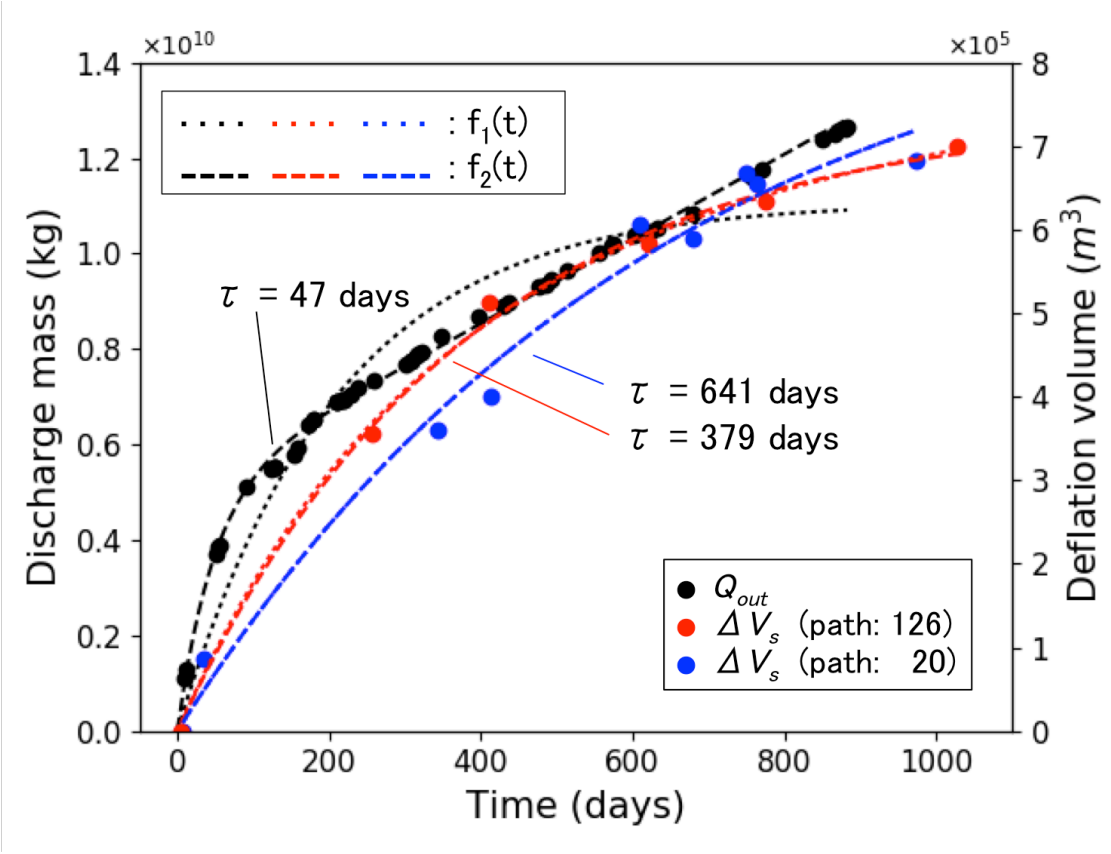


Figure 3.5.1 Time series of the discharge mass (Q_{out}) and the deflation volume (ΔV). Time plots correspond to the period after 28 September 2014. Plots of ΔV are based on the estimation for the two independent orbits of ALOS-2 satellite (Narita and Murakami 2018). Dotted lines show best-fit functions of $f_1(t)$ resulted from curve fitting, whereas dashed lines show best-fit functions of $f_2(t)$ (see text for the detail). Note that for ΔV, $f_1(t)$ and $f_2(t)$ fitting results are almost identical, which means no involvement of linear term. Relaxation time τ in exponential terms are indicated at best-fit time functions of each time series data.

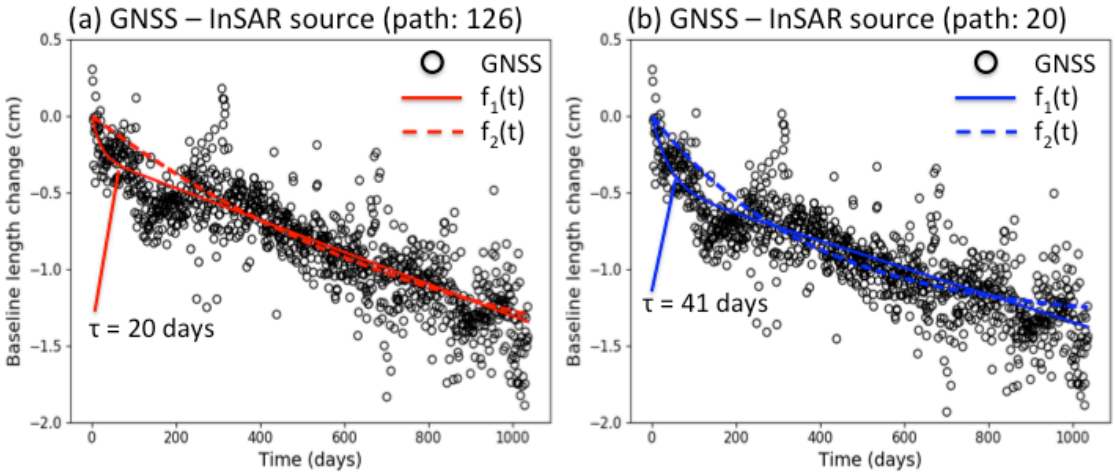


Figure 3.5.2 Corrected time series of the GNSS baseline length change and their best-fit curves. Solid and dashed lines show best-fit curves when using $f_1(t)$ and $f_2(t)$, respectively. τ indicates the relaxation time of the decay curves with a smaller value of AIC.

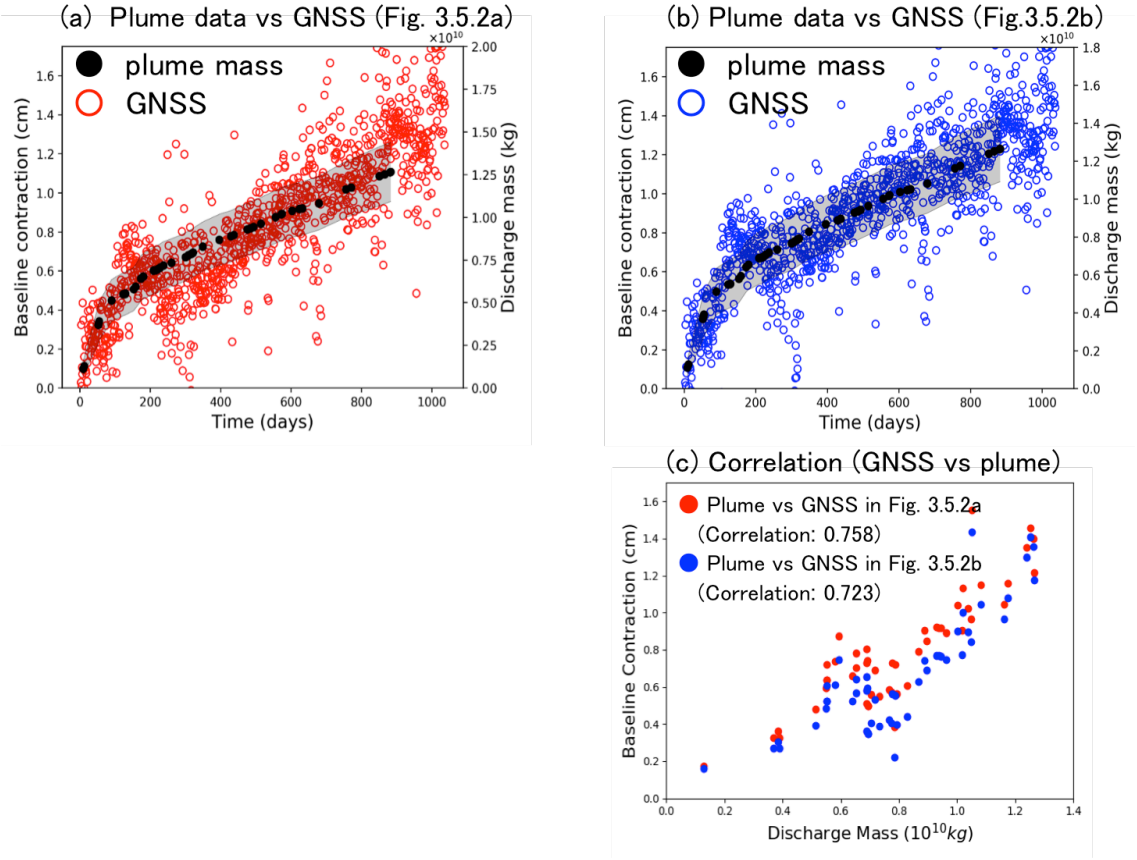


Figure 3.5.3 (a, b): Comparison between the discharge mass and the baseline contraction in Figure 3.5.2a and 3.5.2b, respectively. Gray shaded areas indicate range of estimated error of the discharge mass. (c) Correlation between the plume discharge and the corrected baseline contraction. Correlation coefficients between the two are > 0.7.

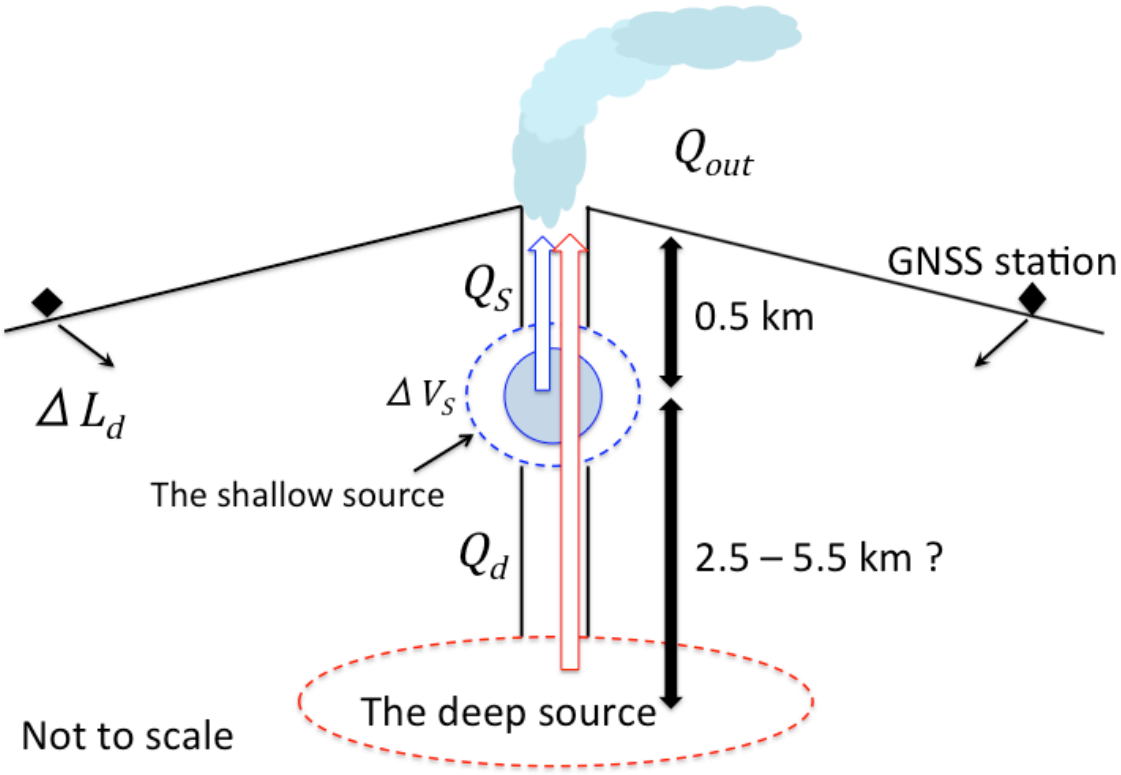


Figure 3.6.1 Schematic illustration of mass balance between the two deflation sources and the discharged plume. Q_s, Q_d and Q_{out} correspond to extruded fluid from the shallow source, the deep sources and the discharged plume, respectively. ΔV_s is deflated volume of the shallow source. ΔL_d indicates baseline contraction due to the deep deflation. Deformation at the surface caused by deflations of shallow and deep sources brings displacements of GNSS stations and change of LOS to the satellite.
Shallower , deeper

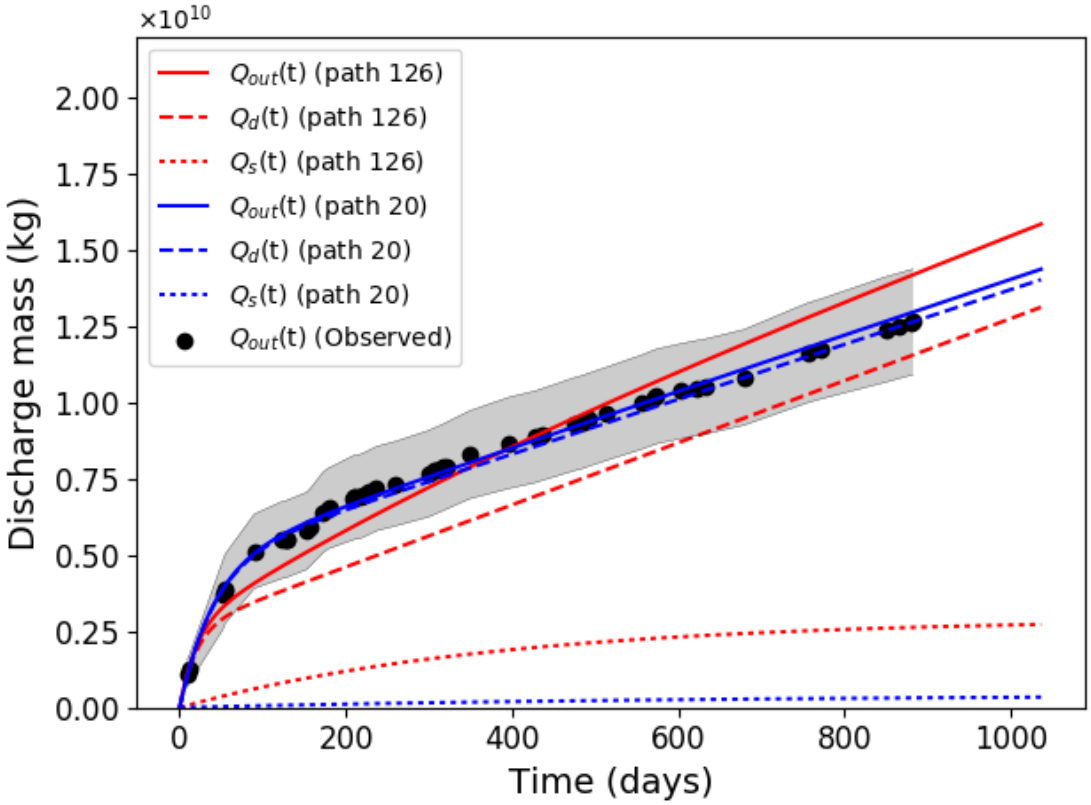


Fig. 3.6.2 Fitting results for discharge mass by combination of two components; 1) best-fit function for the corrected GNSS time series (as shown in Fig. 3.5.1) and 2) best-fit function for the deflation volume time series of the shallow source: $\Delta V_s(t)$ (as shown in Fig. 3.5.1). Red and blue colors correspond to satellite path of 126 and 20, respectively. Solid, dashed and dotted lines indicate synthetic $Q_{out}(t)$ (= $Q_d(t)$ + $Q_s(t)$), $Q_d(t)$ and $Q_s(t)$. Gray shaded area indicates range of estimated errors of the discharge mass. (b) Temporal change in the mass ratio of $Q_d(t)$ to $Q_{out}(t)$. Red and blue colors correspond to satellite path of 126 and 20, respectively. Value of more than 1.0 is due to fitting error.

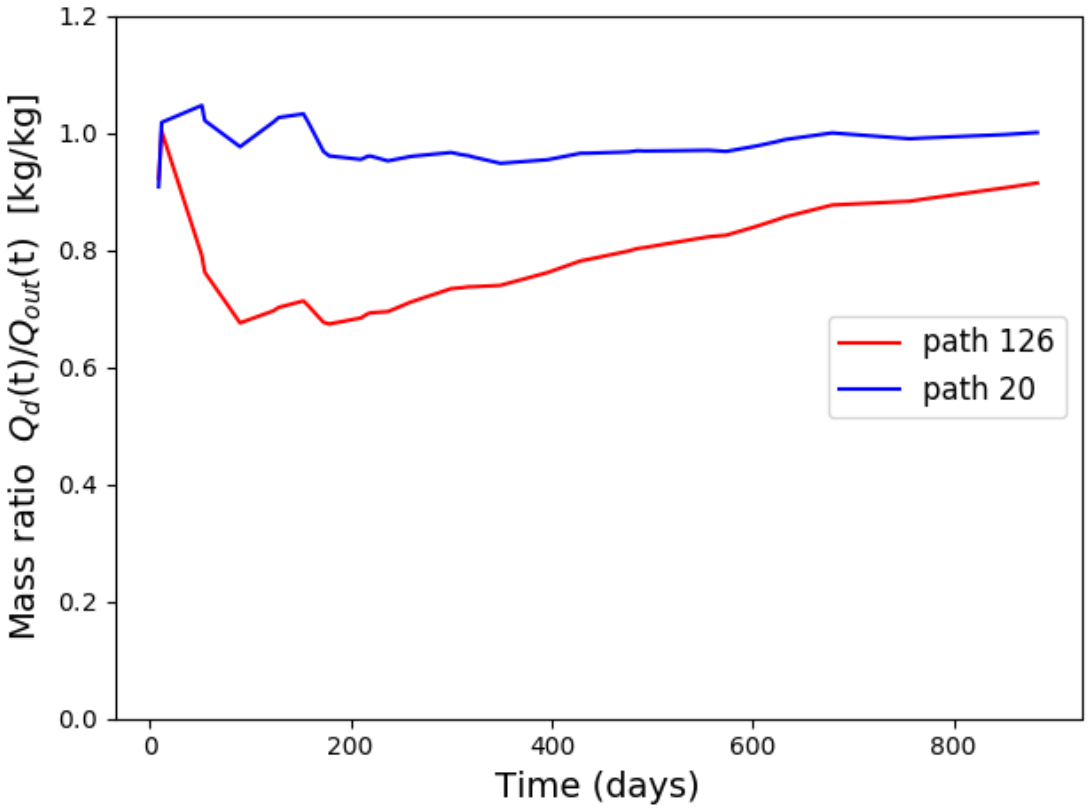


Figure 3.6.3 Temporal change in the mass ratio of $Q_d(t)$ to $Q_{out}(t)$. Red and blue colors correspond to satellite path of 126 and 20, respectively. Value of more than 1.0 is due to fitting error.

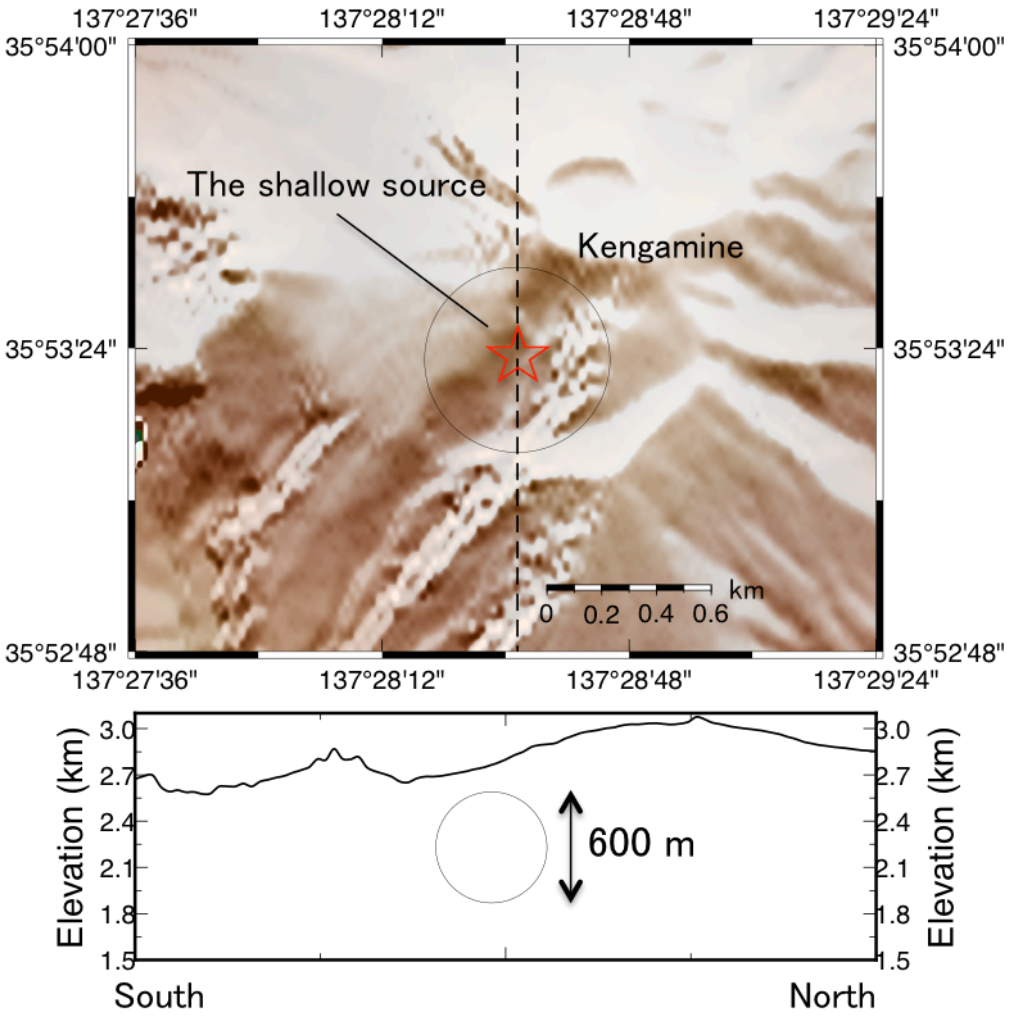


Fig. 3.7.1 North-south cross section of maximum the shallow deflation source (the red star) with a radius of 300 m, which is possible maximum size (circles).

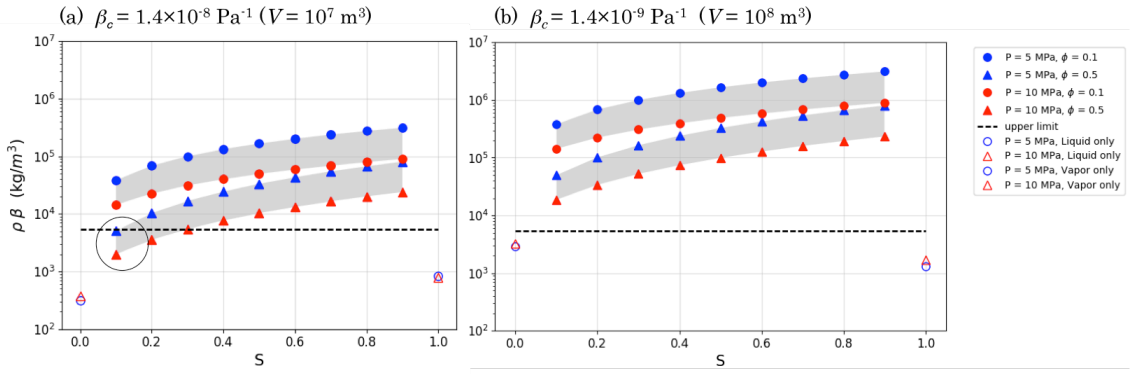


Figure 3.7.2 Calculated $\rho\beta$ values for the shallow reservoir. Plots are made for each of two end members of β_c; (a) β_c = 1.4 × 10^{-8} Pa^{-1} (V= 10^7 m^3) and at (b) β_c = 1.4 × 10^{-9} Pa^{-1} (V = 10^8 m^3) (see also Text S2). $\rho\beta$ are computed as a function of liquid saturation S, (0.0 <= S <= 1.0) at each pressure. Details of these parameters setting are described in Text S1. Solid and open symbols correspond to two-phase and single-phase state, respectively. Solid circles and triangles correspond to host rock porosity ϕ = 0.1 and 0.5 in the two-phase state, respectively. Red and blue symbols correspond to conditions of lithostatic and hydrostatic pressure at the 500-m depth, respectively. A black dashed line shows an upper limit value of $\rho\beta$, which is derived from observations. Gray shaded area indicates possible range of allowable $\rho\beta$ values, within which even calculated values with pressure drop should ranger.

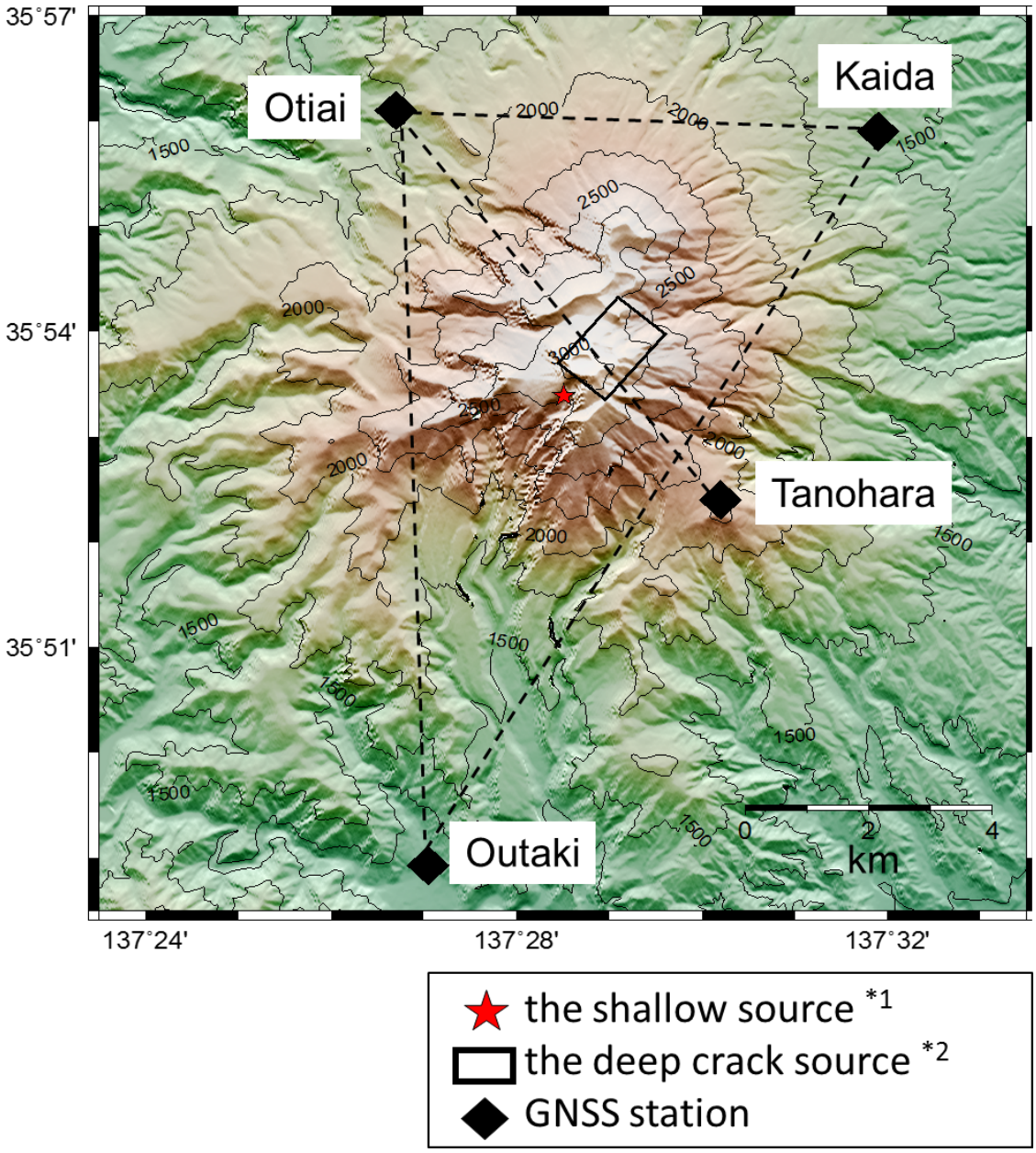


Figure 3.7.3 Location map of the horizontal crack source suggested by Murase et al. (2016) (the black rectangle) and of GNSS stations (black diamonds). Black dashed lines show GNSS baselines used for the calculation.

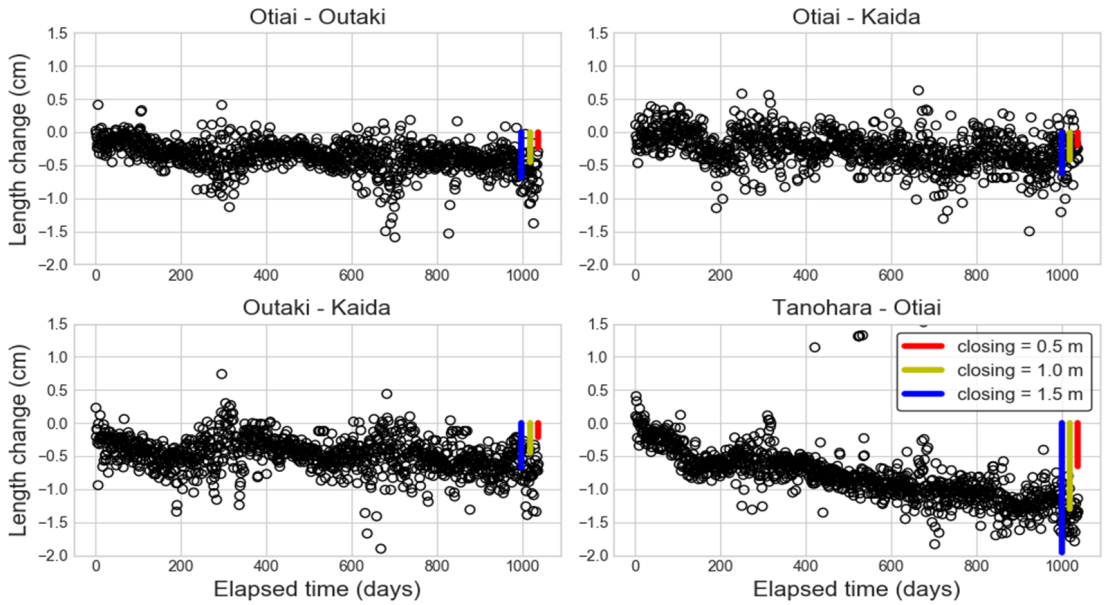


Figure 3.7.4 Time series of length change in the four baselines from 28 September 2014 and length change predicted by the crack model of Murase et al. (2016). Red, yellow and blue bars correspond to crack closing of 0.5, 1.0, 1.5 m, respectively. Miyaoka and Takagi (2016) highlight that Otiai–Outaki baseline includes non-negligible amount of tectonic deformation, which appears as compressional change along the direction of northwest and southeast. We evaluated and subtracted the tectonic trend included in Otiai–Outaki baseline from its raw baseline data using GEONET data around Mount Ontake. We chose the GEONET data that include no volcano-related and seismicity-related deformation, only tectonic deformation, from 2012-2018.

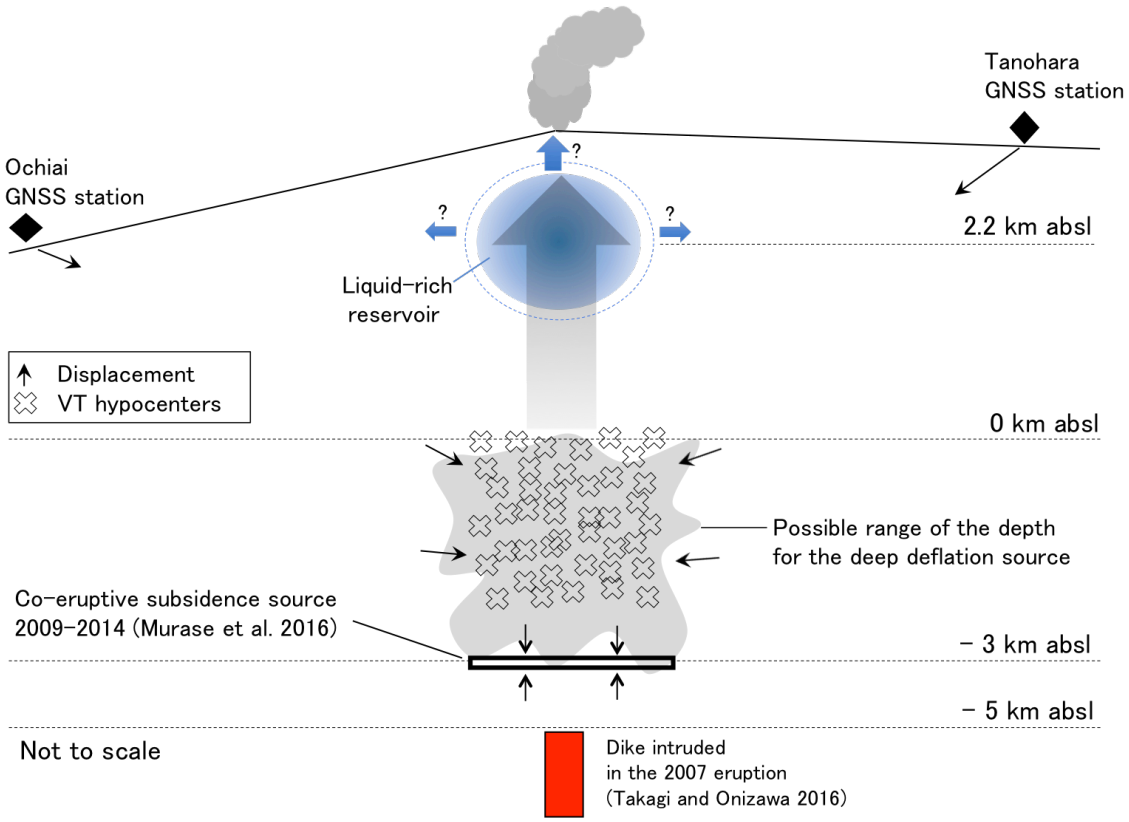


Figure 3.7.5 Schematic illustration showing simplified mass flow beneath Mount Ontake after the 2014 eruption. Blue arrows indicate possible fluid outflow from the shallow deflated reservoir, as indicated by a blue sphere. Gray arrow indicates discharged fluid from the deep deflate reservoir, as indicated by a large and gray symbol at a depth of -3-0 km absl. A horizontal crack at a depth of -3 km absl and a red rectangle below -5 km absl indicate co-eruptive subsidence source detected by leveling survey in the 2014 eruption (Murase et al., 2016) and the intruded dike in the 2007 eruption (Takagi and Onizawa, 2016), respectively. Black diamonds indicate GNSS stations with displacement caused by the both deflation sources.

4章　全体を通しての議論と今後の課題

本章では，本稿全体を通しての議論と浮かび上がった課題，およびそれらを解決するための今後の研究の方向性について述べる。

4.1　水蒸気噴火の前後における地盤変動の時間推移の分類

第3章1節でも言及した通り，水蒸気噴火後の地盤変動の挙動は，①膨張が継続する，もしくは顕著な収縮に転じず噴火前の膨張量を解消しない「高止まり」の状態になる場合と，②一方的に沈降・収縮がつづく場合の2パターンに大別できる。 本研究の対象とした霧島硫黄山2018年噴火の変動は①に分類され，御嶽山2014年噴火後の地盤変動は②に分類される。 以下では，他の火山の事例も加え，タイプ①とタイプ②への分類を行う。 同時に，それぞれの事例における変動の時系列とそのソースと地下構造との関係についても簡単に整理する。

まず，タイプ①に分類される水蒸気噴火の事例としては，口永良部島新岳2014年噴火，White Island1967-2008年および2016年噴火，箱根火山2015年噴火，そして霧島硫黄山2018年噴火が挙げられる。 以下に，この4火山の事例について整理する。 口永良部島では，山頂と山麓を含むGNSS連続観測データによって，2004年から2014年噴火までの間に山体膨張を示唆する基線の伸びが観測されている(斎藤・他，2015)。この変動の特徴は，地震活動の活発化と消磁の加速に同期した膨張が間欠的にかつ不可逆的に進行するという点である(斎藤・他，2015；橋本，2015) 。 この膨張の時間関数は，霧島硫黄山2014-2018年の浅部膨張の時間関数と酷似している。 ソースは複数推定されており，一つが新岳火口直下100ｍの膨張源(斎藤･他，2015；Hotta and Iguchi，2017)，二つ目が深さ 300m 程度の膨張源(斎藤・井口，2006)，三つ目が深さ700m程度(海抜-200m)の膨張源である(井口・他，2002)。 MT観測にもとづく2次元比抵抗分布モデルからは,粘土に富むとされる低比抵抗層(～1Ωｍ)の存在が，新岳直下の深さ 100-200m(HCa)と深さ 400-600m(HCb)にそれぞれ推定されている(Figure 4.1a；Kanda et al.，2010)。 HCaの直下に深さ100mの膨張源が，HCbの直上に深さ300mの膨張源が,HCbの直下に深さ600mの膨張源が位置していることから，これらの粘土層は深部から上昇する火山ガスの上昇を阻害し，圧力増加を促すキャップロックとして機能していると解釈されている(Kanda et al.，2010)。 なお，深さ300mと600mの膨張源の位置は，それぞれ，2003-2007年および2001-2002年の全磁力変化から推定された消磁源の位置とほぼ一致する(Kanda et al.，2010)。 次に，White Islandでは，1967年から2008年の間に断続的に水蒸気噴火またはマグマ水蒸気噴火が発生しており，島

中央に位置する火口湖の東側の路線において，1 年に 3-4 回の頻度で水準測量が行われている (Peltier et al., 2009)。特に，1990 年頃から 2008 年までは噴火の発生時期に関わらず，隆起量が単調増加し続けている (Peltier et al., 2009)。 この隆起のソースは有限球の圧力源モデルを用いて，火口東側の Donald Mound の直下 180-320 m 程度のごく浅部に推定されている (Peltier et al., 2009)。地球化学および水理学的研究からは，火口湖の直下に単体硫黄の析出に伴う Sealing 層が形成されていると考えられており(Christenson et al., 2017)，水準測量や 2016 年噴火時の InSAR から推定された膨張源は，火口湖から Donald mount にかけての水平範囲内で深さ 180-320m(Peltier et al., 2009)と 100m(Hamling, 2017)にそれぞれ推定されている (Figure 4.1b)。 箱根火山 2015 年噴火の詳細は 2.2.1 項で既に述べた通り，Kobayashi et al. (2018)によって，大湧谷の蒸気井群の直下 150m のごく浅部と深さ 5km の深部に膨張源が推定されている。 ごく浅部の膨張は，噴火の 9 ヶ月前から低速度(〜0.5 cm/month)で始まり，噴火 2 ヶ月前から指数関数的に加速した(〜10 cm/month)ことがわかっており，深部の膨張を示す GNSS 基線の伸びもこの時間変化とほぼ同期している (Kobayashi et al., 2018)。 噴火後は，大湧谷の沈降や広域 GNSS 基線の短縮などが見られないことから，両膨張源とも高止まりの状態にあると考えられる。 Doke et al. (2018)は，噴火前後の ALOS-2 データに着目することで，噴火に関係した複数の圧力源を検出している。 彼らは Kobayashi et al. (2018)よりもやや広域の変動にも着目することで，深さ 100m 程度のごく浅部に球状圧力源を，深さ 800m にシル状の圧力源を，さらにそれらを結ぶ流体通路となる，傾斜角が鉛直に近いクラック状の圧力源の 3 つの膨張源を推定している(Figure 4.1c1)。 なお，深さ 100m のソースは，Kobayashi et al. (2018)が推定した深さ 150m のソースと同一のソースであると考えられる。 深さ 800m のシル状膨張源と流体通路の増圧を示唆するクラック状圧力源は噴火時または噴火後にわずかに収縮がみられたが，深さ 100m のごく浅いソースに関しては，やはり噴火前の膨張量を解消するほどの顕著な収縮は見られない(Doke et al., 2018; 道家・他, 2018)。 また，Mannen et al. (2019)は，大湧谷の地表から深さ 150m付近までにわたり，スメクタイトなどの粘土鉱物の析出に伴う難透水層が形成されていたと指摘している (Figure 4.1c2)。 ごく浅部のソースは，この難透水層の直下で流体が蓄積し，間隙水圧が増加した結果発生したと考えられる (Figure 4.1c2)。 また,深さ 600-700m にはシルト質の湖成層があり，その下に火山礫で構成される多孔質な帯水層が広がっていることから，Doke et al. (2018)は，シル状膨張源がこの帯水層にあたり，湖成層が難透水層として機能し，その下に圧力が蓄積したと解釈した。 すなわち，複数の膨張源は，複数の難透水層の直下で流体の増圧による結果生じたといえる。 箱根火山にお

ける地下の浸透率構造と膨張源との位置関係は，口永良部島のそれと酷似している。最後に，霧島硫黄山の膨張時系列とソースと地下構造との関係について再度整理しておく。 2.7 節より，2018 年 12 月までは累積で約 18 cm の膨張性の視線方向変位が見られ，2019 年に入ってからは膨張がほぼ停止し高止まりの状態にある(Fig. 2.7.2)。 この膨張源は，スメクタイトなどの粘土鉱物に富む難透水層と解釈されている低比抵抗層の最上部(深さ 150 m)に位置する (Figure 4.1d)。また，この層の最下部(深さ 700m)には，水準測量の結果から別の膨張源が推定されている (九州大学，2019)。 ただし，Tsukamoto et al. (2018)が示した硫黄山の最新の比抵抗構造モデルでは，浅部膨張源のある深さでは分解能が 100m 程度しかないため，仮に浅部膨張源の上部に口永良部島新岳や箱根大湧谷のようにもう一層の不透水層があったとしても識別できない。 地表付近の詳細な比抵抗構造は，今後の AMT 観測などにより明らかになると期待される。

次に，タイプ②に分類される水蒸気噴火の事例としては，少ないながらも，九重山 1995 年噴火，Tongariro2012 年噴火，そして御嶽山 2014 年噴火の 3 例が挙げられる。 九重山では，噴火前の現地における測地観測はほとんど行われておらず，噴火前の膨張の有無については不明点が多い。 噴火前の測地観測としては唯一，JERS-1 による InSAR 解析の結果があるが，1993 年から 1995 年 6 月までの干渉画像には噴火後の収縮中心となる九重硫黄山で有意な膨張性の変動は見られなかった (矢来・他，2001)。ただし，噴火 4 ヶ月前の 1995 年 6 月から噴火後の 1996 年 3 月をはさむペアでは，新火口を中心にわずかな膨張性の視線方向変位(～6 cm)が観測されていることから(Tomiyama et al.，2004)，噴火 4 ヶ月前から浅部で急激に増圧が始まったと考えられる。 1995 年噴火後の地盤変動は，GNSS や光波測距の稠密観測により，2001 年までの 6 年間に渡り一貫して山体収縮を示した (中坊・他，2002; Nakaboh et al.，2003)。 さらに，気象庁による GNSS 連続観測によれば，収縮は引き続き 2012 年まで継続した(森・他，2019)。 2012 年を境に収縮は膨張性の変動に反転し，2019 年現在まで継続している (森・他，2019)。 1995 年噴火口のある星住山や硫黄山直下の比抵抗構造モデルからは，地表付近から深さ 300-400m 程度まで粘土層と考えられる層の存在が指摘されており(神田，私信)，収縮源はおおよそこの層の下に位置する。Tongariro では，噴火前に深さ 1-2km の浅部における地震活動が活発化したが(Hurst et al.，2014)，噴火の 4 ヶ月前の SAR 観測では明瞭な地盤変動は観測されなかった(Hamling et al.，2016)。一方，2012 年の噴火後には，少なくとも 2015 年まで，九重山と同様に一貫して収縮性の変動が継続した(Hamling et al.，2016)。この収縮源は深さ 500m の浅部に推定されており，九重山とほぼ同様に，Sealing 層と考えられる低比抵抗層の直下に推定されている。 最後に，御嶽山について再度まとめ直す。 深さ 500m の浅部の圧力源に関して，

噴火前の膨張の有無は不明であるが，噴火後には一方的に収縮を続けている。 この収縮源はおおよそ低比抵抗領域(Sabry and Mogi, 2016)におおよそ重なる位置に推定されているが，九重山や Tongariro のように不透水層の直下に位置しているかなどの収縮源と浸透率構造との関係は不明である。

以下では，タイプ①とタイプ②の火山の違いを生じる要因を考察する。

まず，タイプ①に属する火山の膨張性変動が噴火後も高止まりになる要因を考える。 タイプ①の火山には，1,深さ 100-200m 程度と地表付近のごく浅部に膨張源が推定されている(霧島硫黄山，口永良部島，White Island，箱根火山)，2，粘土層,単体硫黄または熱水変質鉱物などによる Sealing 構造の直下に膨張源が位置しているという共通点がある。共通点 1 に関しては，深さ 100-200m の膨張源の直上の媒質は，地表付近の未固結層や著しく fracturing や熱水変質が進行した層や粘土層に富むため，こうした膨張源により塑性変形が卓越する可能性がある。実際，霧島硫黄山，White Island および箱根火山の 3 火山では，噴火前後で火口近傍に新たな亀裂や湯溜まり，噴気孔などが多数形成されたことから，地下浅部では媒質中の亀裂密度が増すなどして塑性変形の発生場となっている可能性が高い。 共通点 2 に関しては，箱根火山，口永良部島では，粘土層の直下に地表付近の膨張源(深さ 100-200m)が位置している。 また，箱根火山，口永良部島および霧島硫黄山に関しては，より深い膨張源(深さ 700-800m)がさらに別の不透水層の直下に推定されており，これは粘土に富む層であると確認もしくは推定されている (Kanda et al., 2010; Doke et al., 2018; Tsukamoto et al., 2018; Mannen et al., 2019)。 確かに，口永良部島と霧島硫黄山では，この層における火山性地震の発生数が周囲よりも少ないため，粘土層の延性変形が卓越している可能性がある。 このような，粘土層とおぼしき低比抵抗体の領域内で地震活動が少なく，その直下に膨張源や消磁源，火山性地震の震源が推定されるという構図は，草津白根山など他の火山でもみられる (Nurhasan et al., 2006; 寺田, 2018)。 これらの事実から，タイプ①の火山では，地表付近の塑性変形や異なる深さに推定される粘土層内における塑性変形などが，噴火後の膨張の高止まりに寄与している可能性が高いと考えられる (Figure 4.2)。 ただし，これらの火山では，噴火後に噴気量が著しく増え，かつ噴火時のマグマ起源と考えられる深部の膨張も見られるため，深部から放出される流体の供給により浅部の増圧は保たれていると考えられ，弾性変形の寄与も無視できない可能性がある。

一方で，タイプ②の火山が，なぜ一方的に減圧を継続するのかについての明確な解答は現時点では無い。 噴火後の減圧の有無は，噴火時の噴出物量や噴出率とも関係があってもよさそうだが，これらの間には明瞭な相関関係は見られない (Table

4.1)。 ただし，タイプ①に比べてタイプ②の火山のほうが，噴出率が比較的大きい傾向が見られる。 しかし，各タイプとも事例数が少なすぎるため，今後観測事例を増やして同様の検討を再度行う必要がある。

タイプ②に属する火山の特徴として，噴火前は火口付近でほとんど噴気活動が無い，もしくは噴火後よりも著しく少なく，かつ，噴火後に噴気活動が活発になるという点が挙げられる。 また，御嶽山，九重山および Tongariro は，顕著な収縮を示す浅部の収縮源(いずれも深さ 500-600m)よりも深い所からの流体供給が顕著であるが，浅部の収縮源はタイプ①の火山のように膨張の継続や停滞をせず，一方的に収縮する。この原因として，これらの火山がタイプ①の火山に比べて，噴火前後で閉鎖系から開放系になる度合いが大きいという一つの可能性が挙げられる。 すなわち，タイプ①では噴火前から山体全体が比較的開放系に近く，ごく一部に閉塞構造が見られ，タイプ②では噴火前後における火道の fracturing や開口に伴う浸透率の変化の比率が大きいという可能性が考えられる。 測地観測で見られた山体膨張の頻度をタイプごとに見てみると，タイプ①に関しては，GNSS や SAR，水準データをもとにすると，箱根火山では，2000 年から 2019 年までの間には 5 回，口永良部島では 2004 年から 2014 年までで 4 回，霧島硫黄山では，2014 年から 2018 年までで 3 回の膨張が加速するイベントがある。一方，タイプ②の火山における頻度は，御嶽山では 1979 年から 2014 年までわかっているだけで 2007 年のみである。 なお，九重山・Tongariro ともに噴火前のマグマ・流体の供給レートは不明であるが，九重山では噴火 2 年前，Tongariro では噴火 4 ヶ月前からは SAR 観測で検出可能な膨張は見られない。 このように，タイプ①では噴火前の年スケールでの流体供給レートが明らかに大きく，タイプ②に比べると亀裂密度が大きく比較的高浸透率の火道が発達しているといえるかもしれない。 Kobayashi et al. (2018)は，箱根火山 2015 年噴火時の浅部膨張(深さ 150m)と深部の膨張(深さ 5km)およびそれらをつなぐダイク状圧力源が，有意な時間差無しにほぼ同期した膨張の時間変化を示した事実から，2001，2006，2008-2009，2012-2013 年の度重なるマグマもしくはマグマ性流体の貫入により，ダイク状の流体経路が十分に高い浸透率を獲得したことで，2015 年噴火直前に深部の膨張源に注入された流体が急激に地表付近まで上昇して浅部の熱水系を刺激したと考察しており，タイプ①の他の火山においてもこれと類似の現象が起こっている可能性も否定できない。 一方で，タイプ②に属する火山は，亀裂形成による浸透率の増加速度が，化学反応による亀裂内の Sealing に伴う浸透率の減少速度を下回るために，浸透率の低い火道を有するという見方もできるかもしれない。 仮に，九重山のように，タイプ②に属するが定常的な噴気活動が地表で見られたとしても，ごく限られた亀裂部分を流体が通っているだけなのかもしれない。 この段

落の議論はあくまで推測の域を出ないが，今後，地盤変動の時間推移のタイプごとに，噴火前後の地震データなども加えてタイプ①と②の違いの要因を検討する必要があるだろう。

4.2　御嶽山 2007 年ダイク貫入と 2014 年噴火との関係

3.7.4 項では簡単な見積もりから，2014 年噴火後の放熱量が 2007 年に貫入したマグマに由来する可能性を示した。 ただし，貫入マグマからの熱エネルギーがその上部に位置する水に対して，わずか 7 年間の短期間で効率的に伝わるかどうかには検討の余地が残る。 マグマと熱水系間の相互作用の理解という点からも，深さに応じた現実的な浸透率構造を与えたうえで，ダイク状の熱源の定置に伴う熱水流動を解き，現実的な物性パラメータ値の範囲内でこうした現象が再現できるかどうかを検証する必要があり，これは今後の課題である。

また，2007 年のダイク貫入に伴う熱供給が 2014 年噴火の直接のトリガーとなったかどうかについても検討の余地がある。 3.7.6 項では，2007 年以降様々な深さ・時間スケールで山体内の増圧が発生していたことに言及した。 しかし，GNSS 観測などから推定された 2007 年噴火直前のダイク貫入(Takagi and Onizawa, 2016)や 2007 年噴火後から 2013 年までの水準測量結果(Murase et al., 2016)や湧水中のヘリウム同位体比の時間変化(Sano et al., 2015)から示唆された継続的な熱供給が 2014 年噴火を引き起こしたのか，もしくは，それだけでは 2014 年噴火の開始条件としては不十分であり，別の要因が必要であったのかについては不明点が多い。 前者のメカニズムだけでも噴火開始に必要な過剰圧を山体内に蓄積できる可能性はある。 例えば，火山のある深さにマグマが貫入すると，マグマからの熱供給に伴い熱水対流が活発化する。 この対流の時間スケールは山体の母岩浸透率の絶対値によって数桁変わり得ることが熱水流動の数値計算によって示されている (Reid, 2004)。 場合によっては貫入ののち数年から数十年遅れて熱応力の効果で過剰圧が最大になることもある (Reid, 2004)。 このような現象により，過剰圧が母岩の破壊強度を越えて，活発な地震活動を伴いながら流体が地表まで到達すれば噴火が発生すると考えられる (Germanovich and Lowell, 1995)。 もう一方の場合， すなわち，2007 年のマグマ貫入やそれに引き続く熱供給だけでは 2014 年噴火の開始条件が整わない場合は，2014 年噴火の直前にさらなる熱供給が必要であると考えられる。 Stix and de Moor (2018)の水蒸気噴火発生モデルに従えば，固結したマグマ殻の上部に蓄積したガスがこの殻を突き破って浅部の熱水系の増圧を短期間で引き起こすという考え方もできる。 実際，2014 年噴火の直前 1 ヶ月前には，長基線の GNSS 基線(基線長 30-40 km)のほうが短基線(基線長 7-12 km)よりも 2 週間ほど

早く膨張性の変動を示しており(Miyaoka and Takagi, 2016), このシグナルが Stix and de Moore (2018)のモデルで示されるような深部からの流体上昇に相当する可能性もある。 この流体上昇に伴う圧力増加がやや時間遅れを伴って浅部にまで達し, これが 2014 年 9 月からの一連の地震活動を引き起こし, すでに臨界状態に近かった山体浅部の熱水系に最後のひと押しを加えた可能性も否めない。 このような概念モデルの描像と観測データを結びつけるためには, まず概念モデルにおいて重要な素過程を取り出し(例えば, マグマの冷却結晶化とそれに伴うガスの離溶, マグマ殻直下へのガス蓄積など), 個々の現象が熱水系の圧力状態に与える影響を評価することが必要であろう。 Reid (2004)は, マグマ貫入による熱水対流の活発化が山体崩壊に与える影響を評価するために熱水流動の数値実験を行っている。 この研究は, 本稿で示した目的とは違えども, マグマ貫入に伴い活発化する熱水系の温度・圧力場の時間変化をモデルした先駆的な研究であったといえる。 ただし, 彼はマグマの熱伝導が周囲の熱水対流に与える影響しか評価していないため, 次のステップとしては,例えば, 冷却しつつあるマグマからのガスの離溶などを組み込むことなどが挙げられる。

4.3 噴気放水率の見積もり手法の改善と誤差の定量的な評価

本研究では, plume rise 法を用いて, 噴気放水率(放熱率)を評価し, この推定値を地盤変動データと定量的に比較した。 しかし, 第 3 章でも述べた通り, 推定値には評価しきれていない誤差要因が多分に含まれていると考えられる。 例えば, 噴気は一様な水平風と浮力のみに駆動されるという仮定は山体地形では破綻しやすい。 また, plume rise 法の仮定には, 水平風の存在が前提となっており, 無風状態では放熱率を求める式が発散する(Kagiyama, 1981)。これは, 噴気が無限に流れつづけるという仮定のため, 鉛直に上昇する噴気では噴気形状 C_1 に頼った式では放熱率が正しく評価できないためである。 これは例えば, 噴気中の水蒸気が凝結し, いずれかの高度で完全に周囲の大気の湿度と平衡状態になるという過程を考慮することで改善する可能性がある。 こうした現実的な素過程を取り入れることによって, plume rise 式は改善され, その汎用性を高めることが可能である。 御嶽山においても, 噴気が鉛直に上昇する日が少なくなかったため, こうした噴気の放熱率も評価できれば, 現在よりも高頻度で推定値が得られると期待される。Plume rise 法は日本国外ではあまり使用されず, 近年ではヘリコプターなどから空中熱赤外画像と大気中の状態量を同時に測るなど, 実際の熱量を反映した熱力学パラメータを観測する手法が主流になってきている(例えば, Gaudin et al., 2016)。 しかしながら, こうした手法は噴気に近づける状況でしか使用できないという欠点を抱えている。 一方, plume rise 法は遠望観測点からのデ

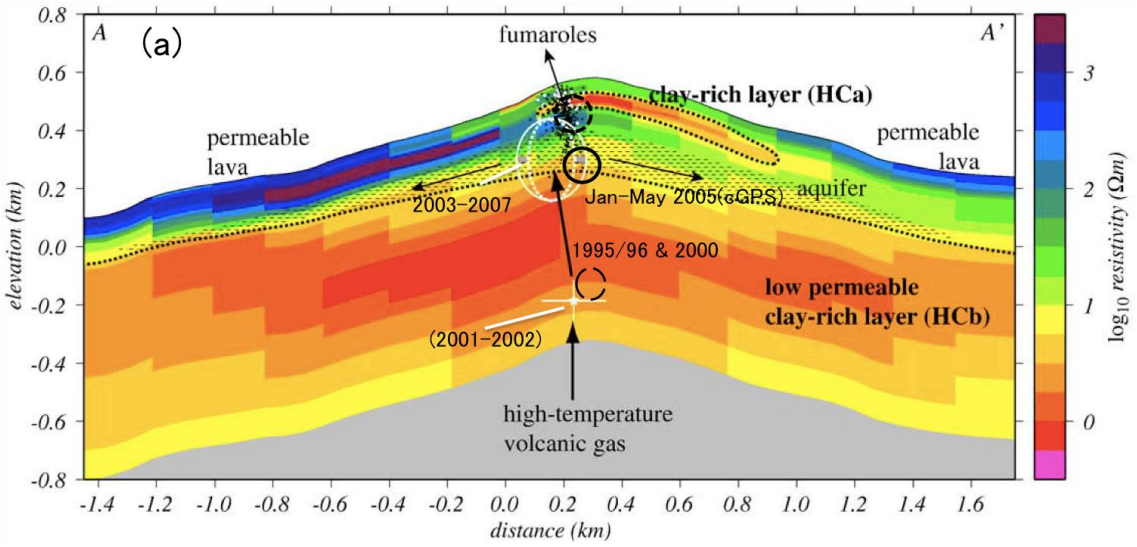
ータのみで放熱率推定が可能である点，汎用性が高く，これからも多くの火山で適用されることが予想される。 よって，plume rise 法を改善し，かつ火山の様々な状況下での推定精度について検証を行うことが今後必要であろう。

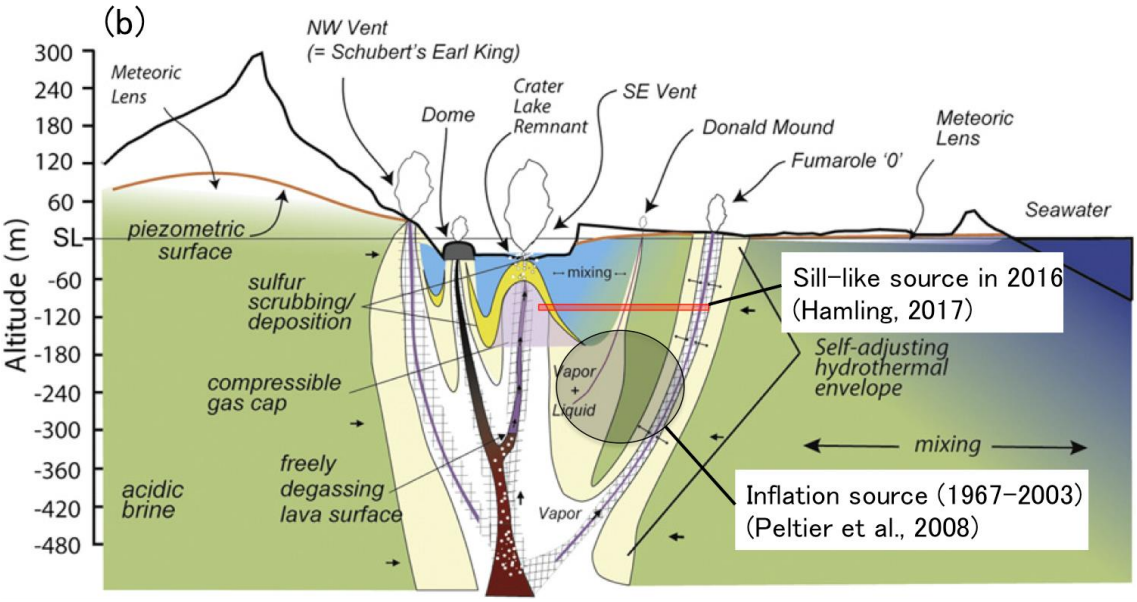
4.4 霧島硫黄山 2018 年噴火に先行する地表変動および多観測データを総合的に説明するモデルの構築

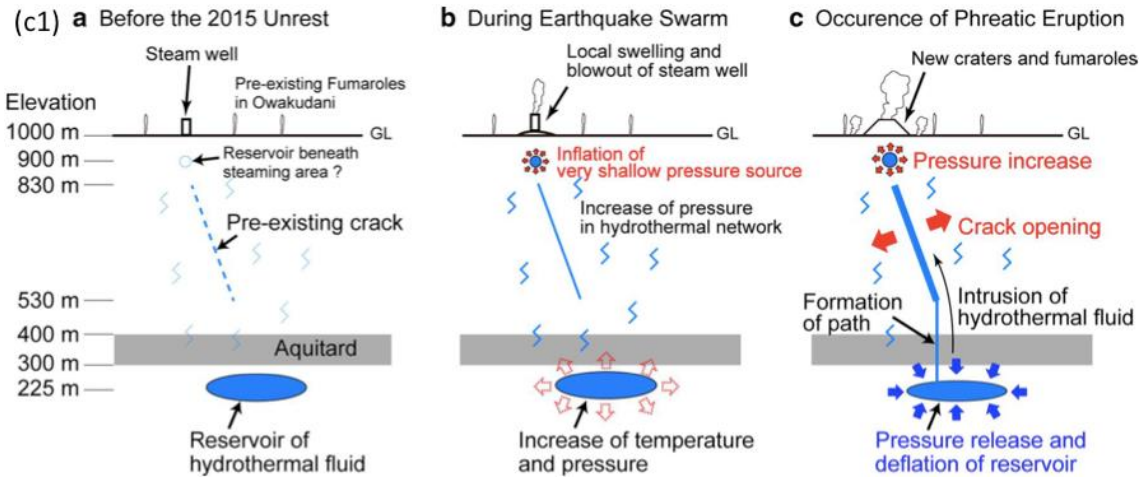
水蒸気噴火前に膨張のピーク位置が移動し，そのごく近傍で新たな火口が形成される現象は箱根火山 2015 年噴火だけでなく，本研究が対象とした霧島硫黄山の 2018 年噴火でも見られた。 こうした現象の報告は，まだ 2 例しかないため，その普遍性については不明である。国内には，現在まで膨張が継続し，かつまだ噴火に至っていない火山がいくつか存在する(例えば，十勝岳，吾妻山，草津白根など)。 なお，十勝岳に関しては，2006–2010 年には 62-2-火口の直下 500m 程度に膨張源が推定されていたが(奥山・高橋, 2015)，2014 年–2015 年にはそのやや西側の前十勝の直下 300m 程度と膨張源がやや浅部に移動しており，変動も局所化していることが報告されている(宮城・他, 2015b)。 十勝岳では 2006 年ころから膨張性の変動が始まってからまだ噴火は発生していないが，霧島硫黄山や箱根火山と類似の変動が発生している。 今後はこれらの火山の観測を噴火まで継続し，事例を多く積むことで，この現象の普遍性を検証できると期待される。

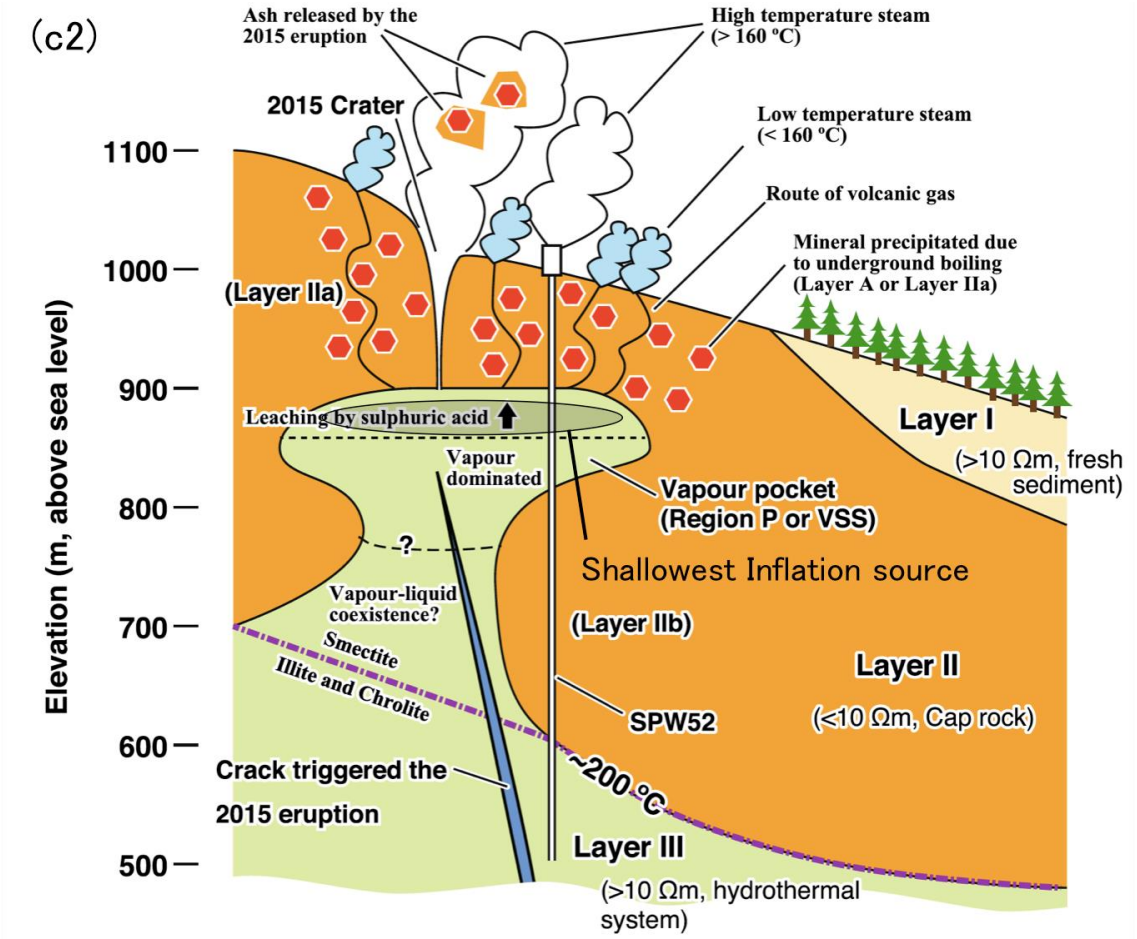
ただし，この現象の原因を特定するのは現時点では容易ではないと考えられる。 これは流体の流動経路を規定する，ごく浅部(硫黄山や箱根山では 150m より浅い)における浸透率構造の不均質に大きく支配されるからである。 このような不均質は地質や亀裂密度などの既存の構造によって規定されるだけでなく，より動的な現象によって時間変化することも十分あり得る。 例えば，増圧に伴う亀裂進展により一部で浸透率が増加する，もしくは，流体や母岩，天水などの相互作用による温度や化学組成の変化に伴ってシリカや単体硫黄などが析出し浸透率が減少する，といった現象が挙げられる。 こうした現象に伴って火口や噴気孔の放熱率の低下や地下の温度上昇，圧力増加などが見込まれるため，火口の熱観測，地震・測地観測(SAR，傾斜，GNSS)，地磁気全磁力観測などを高頻度で継続することが必要である。 さらに，これらのデータを境界条件として，適切な浸透率構造を仮定したうえで熱流体の流動シミュレーションを行う必要がある。 こうした研究は少ないながらも近年検討が始まってきている(Christenson et al, 2010; Tanaka et al., 2017; Tanaka et al., 2018)。 ただし，鉱物の析出の化学反応を考慮したうえでシミュレーションを行い，火山の種々の観測量と比較を行った事例は筆者の知る限り存在しない。 浅部の流体流動を理解する上では，こ

うした研究が今後のひとつの方向性となり得る。






(c1)
a Before the 2015 Unrest
Steam well
Pre-existing Fumaroles in Owakudani
Elevation
1000 m
900 m
830 m
GL
Reservoir beneath steaming area ?
Pre-existing crack
530 m
400 m
300 m
225 m
Aquitard
Reservoir of hydrothermal fluid
b During Earthquake Swarm
Local swelling and blowout of steam well
GL
Inflation of very shallow pressure source
Increase of pressure in hydrothermal network
Increase of temperature and pressure
c Occurence of Phreatic Eruption
New craters and fumaroles
GL
Pressure increase
Crack opening
Formation of path
Intrusion of hydrothermal fluid
Pressure release and deflation of reservoir


(c2)
Ash released by the 2015 eruption
High temperature steam (> 160 ºC)
2015 Crater
Low temperature steam (< 160 ºC)
Route of volcanic gas
Mineral precipitated due to underground boiling (Layer A or Layer IIa)
(Layer IIa)
Leaching by sulphuric acid
Vapour dominated
Vapour pocket (Region P or VSS)
Layer I
(>10 Ωm, fresh sediment)
?
Shallowest Inflation source
Vapour-liquid coexistence?
(Layer IIb)
Smectite
Illite and Chrolite
Layer II
SPW52
(<10 Ωm, Cap rock)
Crack triggered the 2015 eruption
~200 ºC
Layer III
(>10 Ωm, hydrothermal system)
Elevation (m, above sea level)
1100
1000
900
800
700
600
500

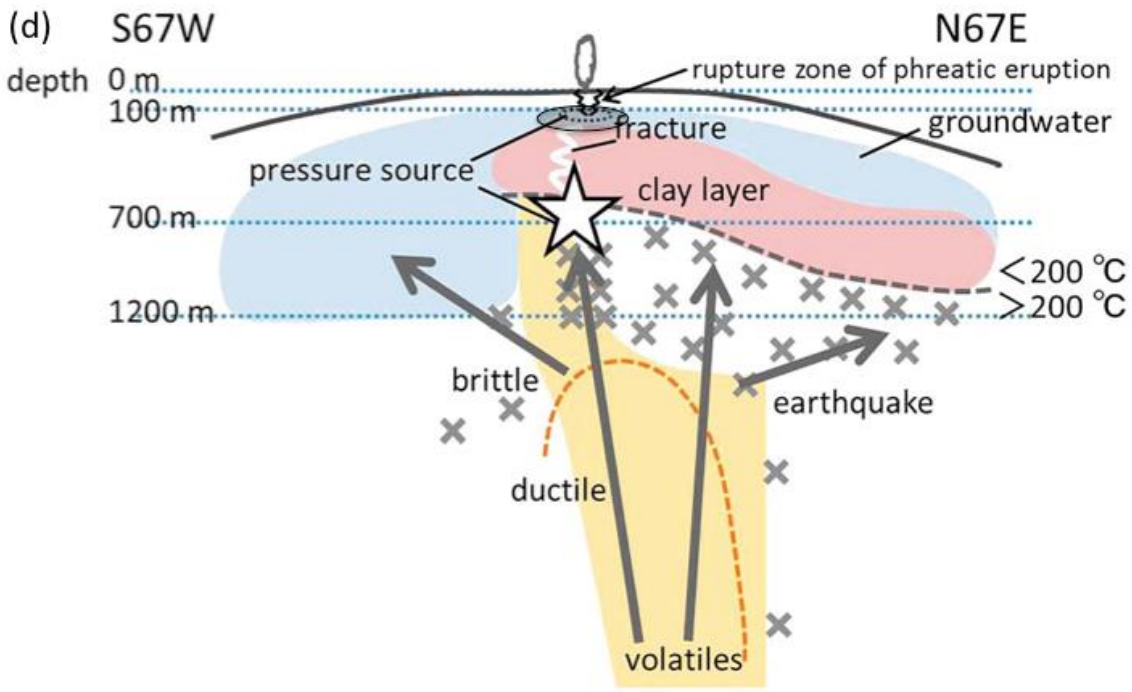


Figure 4.1 Schematic illustration showing relationship between subsurface structure and pressure sources at (a) Kuchinoerabu-jima volcano, (b) White Island, (c) Hakone volcano and (d) Kirishima Iwo-yama volcano. (a) Relationship between resistivity structure inferred from MT observation (Kanda et al., 2010), inflation sources estimated from GNSS observation (Iguchi et al., 2002; Saito and Iguchi, 2007; Hotta and Iguchi, 2017) and demagnetization sources estimated from geomagnetic observation (Kanda et al., 2010). Circles outlined with solid, dotted and dashed lines indicate the inflation sources estimated by Saito and Iguchi (2007), Hotta and Iguchi (2017) and Iguchi et al. (2002), respectively. (b) Relationship between the subsurface structure model suggested by Chiristenson et al. (2017) and the spherical inflation source estimated from leveling survey data during 1967-2008 by Peltier et al. (2009) (the gray circles) and the sill-like inflation source (the horizontally-lying red bar) estimated from InSAR data of the 2016 eruption, analyzed by Hamling (2017). (c) Schematic illustration of the subsurface structure and pressure sources beneath Owaku-dani at Hakone-yama volcano, estimated by (c1) Doke et al. (2018) and (c2) Mannnen et al. (2019). The gray-colored and horizontally elongated ellipse in (c2) indicates the inflation source estimated by Kobayashi et al. (2018), which is emplaced beneath the clay-rich impermeable layer formed by mineral precipitation due to fluid boiling (Mannen et al., 2019). (d) Schematic illustration of the subsurface structure and pressure

sources beneath Iwo-yama (after Tsukamoto et al., 2018). The gray, transparent ellipsoid indicates the inflation source estimated by InSAR data. The white star indicates the inflation source estimated by leveling surveys (Kyushu Univ., 2019).

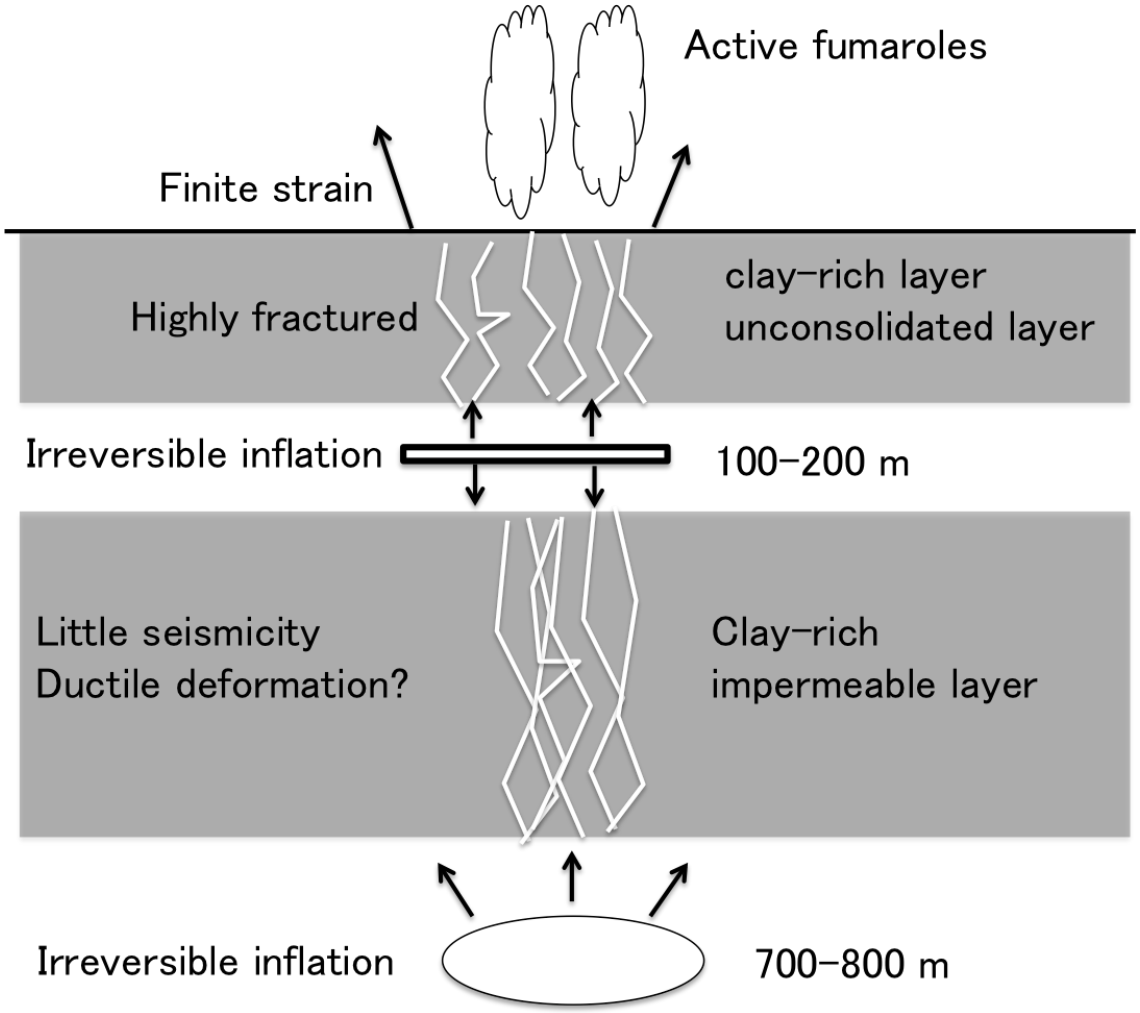


Figure 4.2　Schematic illustration showing relationship between subsurface structure and pressure sources at the volcanoes of type 1.　A common point in the type 1 is that two inflation sources are emplaced just beneath the impermeable layers.

Table 4.1 References for discharge mass, duration and discharge rate of the individual eruptions.

	discharge mass (kg)	duration (hour)	discharge rate (kg/h)	references
Type 1				
Hakone 2015	1.00E+05 (*1)	24 (*2)	4.17E+03	(*1) Furukawa et al. (2015) (*2) Mannen et al. (2018)
Kuchinoerabu-jima 2014 2015	1.00E+07 (*3) 1.00E+08 (*3)	0.014 (*4) 0.1 (*4)	7.14E+08 1.00E+09	(*3) Kobayshi (2017) (*4) Nakamichi (2018)
Kirishima Iwo-yama 2018	 1.50E+06 (*5)	 15 (*6)	 9.38E+04	(*5) Nagai et al. (2018) (*6) JMA (2018)
Type 2				
Mt. Ontake 2014	1.50E+09 (*7)	1 (*8)	1.50E+09	(*7) Takarada et al. (2016) (*8) Sato et al. (2016)
Mt. Kuju 1995	2.00E+07 (*9)	1 (*10)	2.00E+07	(*9) Nakada et al. (1996) (*10) Sudo (1997)
Tongariro 2012	2.30E+08 (*11)	0.01 (*12)	2.30E+10	(*11) Turner et al. (2014) (*12) Jolly et al. (2014)

Discharge mass is calculate by dividing discharge mass by duration. For the event where only eruptive volume was estimated, I convert it into discharge mass by assuming volcanic ash density of 1000 kg/m^3. Events at White Island are not included here.

第 5 章　結論

- PI-SAR-L2 および ALOS-2 データを併用して 3 次元解析を行うことで，霧島硫黄山の 2018 年噴火に先行する膨張性地盤変動の詳細な 3 次元変位場の時間発展を明らかにした。
- さらに ALOS-2 データの時系列から，硫黄山における 2014 年 8 月から 2018 年 4 月までの地盤変動のより詳細な時系列を明らかにした。
- 地盤変動の時間関数は細かい隆起・沈降を含みながらもおおむね右肩上がりであり，先行研究とは大きく異なった。 これより，水蒸気噴火に至までの膨張の時間関数に多様性がある可能性が示された。
- 御嶽山の 2014 年噴火後の噴気放水量を調べ，その時系列は減衰の速い指数関数項(緩和時間: ~50 日)と一定速度の項の足し合わせで表現され，積算の放水量は約 10^{10} kg 程度であることがわかった。
- 放水量と浅部収縮源・深部収縮源間の質量収支の定量的な検討の結果,火口からの放水量のほとんどは深部収縮源に由来することが明らかとなった。
- 推定された質量収支と収縮源の体積変化量にもとづいた，浅部収縮源内の流体の熱力学的な状態の検討により，液相に富む”wet”な流体溜まりの存在が示唆された。このような液相の溜まりは，斜面崩壊に伴う突発的な水蒸気爆発や将来の噴火時に溢流型・融雪型泥流を発生させる災害要因となりうるため，今後の継続的な観測が必要である。
- 熱的な考察から，2007 年の貫入マグマによって，2014 年噴火後の放熱活動が支えられていた可能性を指摘した。
- 複数火山における水蒸気噴火前後の地盤変動の時間推移に着目した比較により，噴火後に一方的に収縮・沈降を続ける火山と噴火後に噴火前の膨張量を解消できず不可逆的な膨張をする火山の 2 パターンに大別した。 前者は，深部からのマグマやマグマ性流体の貫入頻度が少ない火山に多く，ソース深さが 500-600m 程度である。 一方，後者では，複数層の Sealing 層の直下に膨張ソースが共通して推定されており，未固結層や亀裂に富んだ媒質または粘土層へのひずみ集中に伴う塑性変形の効果が大きい可能性がある。 また，このタイプは，深部からのマグマ・もしくはマグマ性流体の貫入頻度が多い火山に多い。

謝辞

本研究を進めるにあたり，指導教員の村上亮特任教授には，火山現象の面白さや不思議さ，データ解析，解釈，論文執筆など多岐に渡り，学部4年生からの6年間の長きにわたり厚いご指導をいただきました。 同分野の青山裕准教授には，学部時代の有珠山実習で火山学に興味をもつきっかけをあたえていただきました。 また，修士時代には頻繁に野外観測につれだしていただき，火山の物理観測の重要性や困難さなど多くのことを学ばせていただきました。 また，火山ゼミの際には，私自身も気づかなかった解析上の誤りや不自然な解釈に対して度々ご指摘いただきました。 地下構造研究分野の橋本武志教授には，専門分野にとらわれずに火山現象を多面的に理解することの重要性や火山研究者としてのあるべき姿勢を学ばせていただきました。 また，私が博士課程に進学してからは，私の研究や進路に関する悩みに対して多くのアドバイスをいただきました。 地震観測研究分野の高橋浩晃教授には，分野を越えて，多くのフィールドに連れて行っていただき，国内外の様々な火山を生で見る機会を与えていただき，私の興味の幅を広げていただきました。

田中良助教には，私の学部生時代から，研究活動や論文執筆，プレゼン練習，国際学会などさまざまな場面でお世話になりました。 とくに，水蒸気噴火の描像についての日々の議論は私の研究を推し進める上で非常に有意義でした。 山田大志現京都大学助教には，田中助教と同じく，学部時代から自主ゼミや日々の火山研究に関する議論など多くの場面でお世話になりました。 お二人が楽しみながらも時に苦悩しつつ火山研究や博士課程生活に励む背中は，私の博士課程進学の後押しとなりました。

センター教員の谷岡勇市郎教授，勝俣啓准教授，村井芳夫准教授，西村裕一准教授，大園真子准教授，森済元助教には雑誌会や談話会などの日々のゼミで，研究に対するアドバイスや固体地球科学の考え方など多くのことを学ばせて頂きました。

名古屋大学の伊藤武男准教授には，修士2年時に同行した御嶽山のGNSS観測の際に大変お世話になりました。 この観測における経験は，私が博士課程でも御嶽山の研究を続けようと思う原動力となりました。 東北大学の小園智史准教授からは，火山人材育成コンソーシアムのアドバイザリーボードとして研究に関して多くの助言を頂きました。 とくに，圧力源内の流体物性の推定や放水と収縮の物理的な関係に関して多くの助言を頂きました。 また，火道流モデルとSARデータとの結びつきに関する指摘は，私の視野の幅を広げてくれました。 防災科学技術研究所の小澤拓・宮城洋介博士，気象研究所札幌分室の奥山哲博士，東京大学地震研究所の青木陽介准教授，北海道大学理学院固体地球ダイナミクス分野の古屋正人教授・高田陽一郎准教授からは，

SAR 解析ソフトや SAR 解析のテクニック，数値モデリングに関する知識など様々なことをご教授いただきました。 また，古屋正人教授および高田陽一郎准教授のお二方には，PIXEL 関連の会合や SAR データの注文・アップロードの際にもお世話になりました。 システム講座 1 グループの中川光弘教授および吉本充宏元助教(現山梨県富士山科学研究所主幹研究員)には，学部時代の講義や野外実習，有珠山での集中講義等を通して，火山の面白さを教えていただき，私が火山学に興味をもつ最初のきっかけを与えて頂きました。 東京大学地震研究所の椎名高裕博士には研究や進路について多くのアドバイスをいただきました。 所属研究室の安田裕紀博士からは，異なる専門分野の立場から進路や博士論文に関して客観的で貴重なアドバイスをいただきました。

橋本武志教授および寺田暁彦氏(東京工業大学講師)からは，2014 年 9 月から 11 月までの放水率データを提供していただきました。 田の原-落合 GNSS 基線データは気象庁から提供を受けました。 噴気の放水率推定に用いた，滝越観測点の可視画像データは，気象庁を通じて中部地方開発局から提供していただきました。 作図には，Generic Mapping Tool (Wessel and Smith, 1998)および Matplotlib(Hunter, 2007)を用いました。 水の熱力学変数の計算には，STEAM ソフトウェア(Harvey and Lemmon, 2013)を用いました。 本研究で用いた PALSAR-2 データは，すべて PIXEL (the PALSAR Interferometry Consortium to Study our Evolving Land Surface)および火山噴火予知連絡会火山 WG 衛星解析グループを通して提供されました。 SAR データの著作権はすべて日本宇宙開発機構(JAXA)に帰属します。 地図描画や InSAR 解析には，国土地理院の 10m メッシュの数値標高データを用いました。 SAR データの干渉解析には，小澤拓博士(防災科学技術研究所)が開発された RINC(Radar Interferometry Tool)を使用しました。

事務室の森奈津子さんと小林康子さんには，出張時の事務手続きや健康的な生活を送る上でのアドバイスなど多様な形でお世話になりました。 技術職員の鈴木敦生さん，岡田和見さん，山口照寛さんには野外観測や行事の際にお世話になりました。所属研究室の学生，OB，OG の皆様には研究に関する議論や日々の学生生活など様々な場面で支えられました。 特に，近藤弦君(現長野県高校教員)とは火山性地震の発生機構について，早川美土里君(現三井石油開発)とは比抵抗構造推定について多くの議論をさせていただきました。 また，伊藤ちひろさん，小野夏生君(現 INPEX)，薄田悠希君は生活面で私の博士課程生活を豊かにしてくれました。 最後に，長きにわたり陰ながら支えてくれた両親，親戚に感謝します。

ここに記し，私がお世話になった全ての方々に厚く感謝申し上げます。

参考文献

Abd Allah S, Mogi T (2016) Three-dimensional resistivity modeling of GREATEM survey data from Ontake Volcano, northwest Japan. Earth Planets Space 68:76. doi: 10.1186/s40623-016-0443-z

阿部 華菜，小川 佳子，久田 泰広，出村 裕英，三浦 哲，小澤 拓（2018）InSAR 解析を用いた吾妻山周辺の地殻変動量推定：大気遅延補正の試み．日本地球惑星科学連合 2018 年大会，STT48-P09.

Akaike H (1974) A new look at the statistical model identification. IEEE Trans. Auto. Control. 19, 716–723.

Albino F, Biggs J, Syahbana D K. (2019) Dyke intrusion between neighbouring arc volcanoes responsible for 2017 pre-eruptive seismic swarm at Agung. Nat Commun 10, 748, doi:10.1038/s41467-019-08564-9.

Ali S T, Akerley J, Baluyut E C, Cardiff M, Davatzes N C, Feigl K L, Foxall W, Fratta D, Mellors R J, Spielman P, Wang H F, Zemach E. (2016) Time-series analysis of surface deformation at Brady Hot Springs geothermal field (Nevada) using interferometric syntheticaperture radar. Geothermics, 61, 114–120.

Amoruso, A., Crescentini, L., Linde, A. T., Sacks, I. S., Scarpa, R., and Romano, P. (2007) A horizontal crack in a layered structure satisfies deformation for the 2004–2006 uplift of Campi Flegrei, Geophys. Res. Lett., 34, L22313, doi:10.1029/2007GL031644.

Amoruso A, Crescentini L (2009) Shape and volume change of pressurized ellipsoidal cavities from deformation and seismic data. J Geophys Res Solid Earth 1978 2012 114. doi: 10.1029/2008JB005946

青木陽介，荒井大輝（2016）ALOS-2 データによるえびの高原（硫黄山）の最近の地殻変動．日本火山学会 2016 年秋季大会，A2-23.

Aoyama H, Oshima H (2015) Precursory tilt changes of small phreatic eruptions of Meakan-dake volcano, Hokkaido, Japan, in November 2008. Earth Planet Space, 67:119, doi:10.1186/s40623-015-0289-9.

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. Geophysical Research Letters, 24, 2741-2744.

Asai K, Satake H, Tsujimura M (2006) Characteristics of groundwater flow in Ontake stratovolcano, central Japan, with reference to erosion conditions. Journal of Groundwater Hydrology 48:279–296. doi: 10.5917/jagh1987.48.27 (In Japanese, with English abstract)

Bagnardi M, Hooper A (2018) Inversion of Surface Deformation Data for Rapid Estimates of Source Parameters and Uncertainties: A Bayesian Approach. Geochem Geophys Geosystems 19:2194–2211. doi: 10.1029/2018GC007585

Baran, I., M. P. Stewart, B. M. Kampes, Z. Perski, and P. Lilly (2003) A modification to the Goldstein radar interferogram filter, IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 41(9), 2114–2118, doi:10.1109/TGRS.2003.817212.

Barberi F, Bertagnini A, Landi P, Principe C (1992) A review on phreatic eruptions and their precursors. J Volcanol Geoth Res 52:231–246. doi: 10.1016/0377-0273(92)90046-G

Barbour A J, Evans E L, Hickman S H, Eneva M. (2016) Subsidence rates at the southern Salton Sea consistent with reservoir depletion, J. geophys. Res., 121(7), 5308–5327.

Berardino P, Fornaro G, Lanari R, Sansosti, E (2002) A new algorithm for sur-face deformation monitoring based on small baseline differential interferograms. IEEE Trans Geosci Remote Sens, 40, 2375–2383.

Bonafede M (1990) Axi-symmetric deformation of a thermo-poro-elastic half-space: inflation of a magma chamber. 103:289–299. doi: 10.1111/j.1365-246X.1990.tb01772.x

Briggs GA (1969) Plume rise. Critical Rev Ser,

Browne P, Lawless J (2001) Characteristics of hydrothermal eruptions, with examples from New Zealand and elsewhere. Earth Sci Rev, 52, 299– 331.

Chen C, Zebker H (2002) Phase unwrapping for large SAR interferograms: statistical segmentation and generalized network models. IEEE T Geosci Remote 40:1709–1719. doi: 10.1109/TGRS.2002.802453

地質調査所地熱調査班（1955）宮崎懸海老野地熱地帯調査報告．地質調査所月報, 6, 第 10 号, 611−626.

Christenson B W, Reyes A G, Young R, Moebis A, Sherburn S, Cole-Baker J, Britten K (2010) Cyclic processes and factors leading to phreatic eruption events: Insights from the 25 September 2007 eruption through Ruapehu Crater Lake, New Zealand. Journal of Volcanology and Geothermal Research, Volume 191, Issues 1–2, Pages 15-32, https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2010.01.008.

Christenson B W, White S, Britten K, Scott B J (2017) Hydrological evolution and chemical structure of a hyper-acidic spring-lake system on Whakaari/White Island, NZ. Journal of Volcanology and Geothermal Research, Volume 346, Pages 180-221, https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2017.06.017.

Caudron C, Taisne B, Neuberg J, Jolly A D, Christenson B, Lecocq T, Suparjan, Syahbana D, Suantika G (2018) Anatomy of phreatic eruptions. Earth Planets Space, 70:168.

代田寧，棚田俊，丹保俊哉，伊藤博，原田昌武，萬年一剛（2009）2001 年箱根群発地震活動に伴った傾斜変動と圧力源の時間変化，火山，第 54 巻，第 5 号，223−234.

Debenedetti P G (1996) Metastable Liquids: Concepts and Principles. Princeton, NJ: Princeton University Press.

de Moor, J. Maarten, Aiuppa, A., Avard, G., Wehrmann, H., Dunbar, N., Muller, C., Tamburello, G., Giudice, G., Liuzzo, M., Moretti, R., Conde, V., Galle, B. (2016a) Turmoil at Turrialba Volcano (Costa Rica): Degassing and eruptive processes inferred from high - frequency gas monitoring, J. Geophys. Res. Solid Earth, 121, 5761– 5775, https://doi:10.1002/2016JB013150.

de Moor, J. Maarten, Aiuppa A, Pacheco J., Avard G., Kern C., Liuzzo M., Martínez M., Giudice G., Fischer T. P. (2016b) Short-period volcanic gas precursors to phreatic eruptions: Insights from Poás Volcano, Costa Rica, Earth and Planetary Science Letters, Volume 442, 2016, Pages 218-227, https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.02.056.

Delbridge B G, Bu□rgmann R, Fielding E, Hensley S, Schulz W H (2016) Three-dimensional surface deformation derived from airborne interferometric UAVSAR: Application to the Slumgullion Landslide. J Geophys Res Solid Earth 121:3951–3977. doi: 10.1002/2015JB012559.

Delgado F, Kubanek J, Anderson K, Lundgren P, Pritchard M. (2019) Physicochemical models of effusive rhyolitic eruptions constrained with InSAR and DEM data: A case study of the 2011-2012 Cordón Caulle eruption, Earth and Planetary Science Letters, Volume 524, 115736, https://doi.org/10.1016/j.epsl.2019.115736.

Doin M P, Guillaso S, Jolivet R, Lasserre C, Lodge F, Ducret G, Gradin R (2011) Presentation of the small baseline nsbas processing chain on a case example: The etna deformation monitoring from 2003 to 2010 using envisat data. FRINGE 2011 ESA Conference. Frascati, Italy, September 2011. ESA.

道家涼介, 原田昌武, 竹中潤 (2016) 干渉 SAR による 2015 年 10 月から 2016 年 10 月の大湧谷の地表変位. 神奈川県温泉地学研究所報告, 第 48 巻, 25-32.

Doke R, Harada M, Mannen K, Itadera K, Takenaka J (2018) InSAR analysis for detecting the route of hydrothermal fluid to the surface during the 2015 phreatic eruption of Hakone Volcano, Japan. Earth Planets Space 70:63. doi: 10.1186/s40623-018-0834-4

Drouin, V., Sigmundsson, F., Verhagen, S., Ofeigsson, B.G., Spaans, K. & Hreinsdottir, S. (2017) Deformation at Krafla and Bjarnaflag geothermal areas, Northern Volcanic Zone of Iceland, 1993–2003, J. Volc. Geotherm. Res., 344, 92–105.

江原幸雄，福岡晃一郎，大木良介，田口幸洋（2003）1995 年九重火山水蒸気爆発後の噴気地域地下の熱的状態の劇的な変化 –繰り返し比抵抗探査結果による推論–．日本地熱学会誌，第 25 巻，3 号，pp 179–192.

Ferretti A, Prati C, Rocca F (2001) Permanent Scatterers in SAR interferometry. IEEE Transactions on geoscience and remote sensing, 39, 1.

Ferretti A, Fumagalli A, Novali F, Prati C, Rocca F, Rucci A (2011) A New Algorithm for Processing Interferometric Data-Stacks: SqueeSAR. IEEE Transactions on geoscience and remote sensing, 49, 9.

Fialko Y, Khazan Y, Simons M (2001) Deformation due to a pressurized horizontal circular crack in an elastic half‐space, with applications to volcano geodesy. Geophys J Int 146:181-190. doi: 10.1046/j.1365-246X.2001.00452.x

古川竜太，石塚吉浩・山崎誠子，萬年一剛，長井雅史，三輪学央，吉本充宏・常松佳恵，内山高，馬場章（2015）箱根火山 2015 年噴火の降灰分布．日本火山学会 2015 年秋季大会，191.

Froger J-L, Famin V, Cayol V, Augier A, Michon L, Lénat J-F (2015) Time-dependent displacements during and after the April 2007 eruption of Piton de la Fournaise, revealed by interferometric data. J Volcanol Geotherm Res, 296, 55–68.

Fujiwara S, Nishimura T, Murakami M, Nakagawa H, Tobita M (2000) 2.5‐D surface deformation of M6.1 earthquake near Mt Iwate detected by SAR interferometry. Geophys Res Lett 27:2049-2052. doi: 10.1029/1999GL011291

福井敬一（2005）三宅島からの放熱率時間推移(2000 年 9 月～2004 年 10 月)．火山噴火予知連

絡会会報，89 号，pp 62–63.

福岡管区気象台，鹿児島地方気象台（2013）2011 年霧島山新燃岳の噴火活動，験震時報．第 77 巻，65–96.

舟崎淳，下村雅直，黒木親敏（2017）霧島連山えびの高原，硫黄山の明治時代以降の地熱活動資料．験震時報，2016，第 80 巻:1.

Furuya M (2005) Quasi - static thermoelastic deformation in an elastic half - space: theory and application to InSAR observations at Izu - Oshima volcano, Japan. Geophys J Int 161:230–242. doi: 10.1111/j.1365-246X.2005.02610.x

Gaudin D, Beauducel F, Coutant O, Delacourt C, Richon P, de Chabalier J B, Hammouya G, (2016) Mass and heat flux balance of La Soufrière volcano (Guadeloupe) from aerial infrared thermal imaging. J Volcanol Geotherm Res, 320, 107–116.

Germanovich L, Lowell R (1995) The mechanism of phreatic eruptions. J Geophys Res Solid Earth 100:8417-8434. doi: 10.1029/94JB03096

下司信夫，小林哲夫（2016）霧島山のボーリングコア．気象庁火山観測点ボーリングコアの解析，2016 年度成果報告書，132-134.

Global Volcanism Program, 2014. Report on Tongariro (New Zealand). In: GVP Staff (ed.), Bulletin of the Global Volcanism Network, 39:7. Smithsonian Institution. doi: 10.5479/si.GVP.BGVN201407-241080.

González, P. J., and J. Fernández (2011) Error estimation in multitemporal InSAR deformation time series, with application to Lanzarote, Canary Islands, J. Geophys. Res., 116, B10404, doi:10.1029/2011JB008412.

Grant M, Sorey M (1979) The compressibility and hydraulic diffusivity of a water - steam flow. Water Resour Res 15:684–686. doi: 10.1029/WR015i003p00684

Grant M, Bixley P (2011) Geothermal Reservoir Engineering, 2nd edition. Academic Press.

Gudmundsson A (1990) Emplacement of dikes, sills and crustal magma chambers at divergent plate boundaries. Tectonophysics 176:257–275. doi: 10.1016/0040-1951(90)90073-H

Hamling I, Williams C, Hreinsdóttir S (2016) Depressurization of a hydrothermal system following the August and November 2012 Te Maari eruptions of Tongariro, New Zealand. Geophys Res Lett 43:168–175. doi: 10.1002/2015GL067264

Hamling I (2017) Crater lake controls on volcano stability: Insights from White Island, New Zealand. Geophysical Research Letters, 44, 11,311– 11, 319, https://doi.org/10.1002/2017GL075572.

Harvey A, Lemmon E (2013) NIST/ASME Steam Properties-STEAM Version 3.0 User's Guide. NIST Standard Reference Database 10

橋本武志，宇津木充，坂中伸也，田中良和（2002）九重硫黄山の熱放出過程と地磁気変化．京都大学防災研究所年報，第 45 号，B-1，pp 617-625. http://hdl.handle.net/2433/129038.

橋本武志，西村三治，有田真，山本輝明，小木曽仁，重野伸昭，岡崎紀俊，茂木透（2010）十勝岳の全磁力変化と蓄熱過程（2008-2009 年）．北海道大学地球物理学研究報告，第 73 号，pp 269-280.

橋本武志（2015）火山地磁気効果と水蒸気噴火．Conductivity Anomaly 研究会論文集，75-81.

橋本武志，田中良（2015）補足資料１：噴煙解析による放熱率・水放出率推定．2015 年 1 月火山噴火予知連絡会拡大幹事会資料御嶽山の火山活動(現在非公開)，p56.

Heap M J, Kennedy B M, Farquharson J I, Ashworth J, Mayer K, Letham-Brake M, Reuschlé T, Gilg H A, Scheud B, Lavallée Y, Siratovich P, Cole J, Jolly A D, Baud P, Dingwell D B (2017) A multidisciplinary approach to quantify the permeability of the Whakaari/White Island volcanic hydrothermal system (Taupo Volcanic Zone, New

Zealand). J Volcanol Geotherm Res, 332:88-108, doi:10.1016/j.jvolgeores.2016.12.004.

Heap M J, Troll V R, Kushnir A R L, Gilg H A, Collinson A S D, Deegan F M, Darmawan H, Seraphine N, Neuberg J, Walter T R. (2019) Hydrothermal alteration of andesitic lava domes can lead to explosive volcanic behaviour. Nat Commun 10, 5063, doi:10.1038/s41467-019-13102-8.

Helgadóttir H, Snæbjörnsdóttir S, Níelsson S, Gunnarsdóttir S, Matthíasdóttir T, Harðarson B, Einarsson G and Franzson H (2010) Geology and hydrothermal alteration in the reservoir of the Hellisheiði high temperature system, SW-Iceland. Proceedings World Geothermal Congress 2010, Bali, Indonesia, 25-29 April 2014

平林順一，大場武，野上健治（1996）九重山 1995 年 10 月噴火と地球化学的研究，文部科学省科学研究費，突発災害調査研究成果「1995 年 10 月九重山の水蒸気爆発の発生機構と火山活動の推移の調査・研究」，pp. 63−73.

Holohan E, Sudhaus H, Walter T, Schöpfer M P J, Walsh J J (2017) Effects of Host-rock Fracturing on Elastic-deformation Source Models of Volcano Deflation. Sci Rep-uk 7:10970. doi: 10.1038/s41598-017-10009-6

Honda R, Yukutake Y, Morita Y, Sakai S, Itadera K, Kokubo K (2018) Precursory tilt changes associated with a phreatic eruption of the Hakone volcano and the corresponding source model. Earth Planets Space, 70:117, doi: 10.1186/s40623-018-0887-4.

Hotta K, Iguchi M (2017) Ground deformation source model at Kuchinoerabu–jima volcano during 2006–2014 as revealed by campaign GPS observation. Earth Planets Space, 69:173, doi: 10.1186/s40623-017-0763-7.

Hreinsdóttir S, Sigmundsson F, Roberts M, et al (2014) Volcanic plume height correlated with magma-pressure change at Grimsvotn Volcano, Iceland. Nat Geosci 7:214–218. doi: 10.1038/ngeo2044

Hu, J., Z. W. Li, X. L. Ding, J. J. Zhu, L. Zhang, and Q. Sun (2012) 3D coseismic displacement of 2010 Darfield, New Zealand earthquake estimated from multi-aperture InSAR and D-InSAR measurements, J. Geod., 86(11), 1029–1041, doi:10.1007/s00190-012-0563-6.

Hunter J (2007) Matplotlib: A 2D Graphics Environment. Comput Sci Eng 9:90–95. doi: 10.1109/MCSE.2007.55

Hurst A W, Bibby H M, Scott B J, McGuinness M J. (1991) The heat source of Ruapehu crater lake; deductions from the energy and mass balances. Journal of Volcanology and Geothermal Research, Volume 46, Issues 1–2, Pages 1-20, https://doi.org/10.1016/0377-0273(91)90072-8.

Hurst A W, Jolly A D, Sherburn S (2014) Precursory characteristics of the seismicity before the 6 August 2012 eruption of Tongariro volcano, North Island, New Zealand. Journal of Volcanology and Geothermal Research, Volume 286, Pages 294-302, https://doi.org/ 10.1016/j.jvolgeores.2014.03.004.

Hutchison, W., Biggs, J., Mather, T.A., Pyle, D.M., Lewi, E., Yirgu, G., Caliro S., Chiodini, G., Clor, L.E. and Fischer T P. （2016） Causes of unrest at silicic calderas in the East African Rift: New constraints from InSAR and soil-gas chemistry at Aluto volcano, Ethiopia. Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 17, 3008-3030.

井口正人，山本圭吾，味喜大介，高山鉄朗，寺石真弘，園田保美，藤木繁男，鬼澤真也，鈴木敦生，八木原寛，平野舟一郎（2002）口永良部島における最近の地盤変動−1995～2001 年−. 京都大学防災研究所年報，45B，601−608.

Ikehata K, Maruoka T. (2016) Sulfur isotopic characteristics of volcanic products from the September 2014 Mount Ontake eruption, Japan. Earth Planet Space, 68, 116, doi:10.1186/s40623-016-0496-z

Ingebritsen S, Sorey M (1988) Vapor-dominated zones within hydrothermal systems: evolution and natural state. J Geophys Res 93:13635-13655. doi: 10.1029/JB093iB11p13635

Ingebritsen S E, Sanford W E, Neuzil C E. (2006) Groundwater in geologic process, 2nd edition, Cambridge Univ. Press, 564 p

石塚吉浩・中川光弘・藤原伸（2010）十勝岳火山地質図，火山地質図 16.

Iwashita S, Takahashi H, Okazaki N, Miyamura J, Kasahara M, Ichiyanagi M, Takahashi R, and Nakagawa M. (2005) Volcanic inflation of Mount Hokkaido - Komagatake, Japan, determined from a dense GPS array. Geophys. Res. Lett., 32, L20304, doi:10.1029/2005GL023438.

Japan Meteorological Agency (2017) Volcanic activity of Ontakesan. 139th Coordinating Committee for Prediction of Volcanic Eruption (in Japanese)

Jay J, Costa F, Pritchard M, Lara L, Singer B, Herrin J (2014) Locating magma reservoirs using InSAR and petrology before and during the 2011–2012 Cordón Caulle silicic eruption. Earth Planet Sci Lett, 395:254-266, doi: 10.1016/j.epsl.2014.03.046.

Jo M-J, Jung H-S, Won J-S (2015) Detecting the Source Location of Recent Summit Inflation via Three-Dimensional InSAR Observation of Kīlauea Volcano. Remote Sens-basel 7:14386–14402. doi: 10.3390/rs71114386

Jolly A D, Sherburn S, Jousset P, Kilgour G (2010) Eruption source processes derived from seismic and acoustic observations of the 25 September 2007 Ruapehu eruption—North Island, New Zealand. J Volcanol Geotherm Res, 191, 1-2, doi: 10.1016/j.jvolgeores.2010.01.009.

Jolly A D, Lokmer I, Thun J, Salichon J, Fry B, Chardot L (2017) Insights into fluid transport mechanisms at White Island from analysis of coupled very long-period (VLP), long-period (LP) and high-frequency (HF) earthquakes. J Volcanol Geotherm Res, 343,

75-94, doi:10.1016/j.jvolgeores.2017.06.006.

Jousset P, Mori H, Okada H (2000) Possible magma intrusion revealed by temporal gravity, ground deformation and ground temperature observations at Mount Komagatake (Hokkaido) during the 1996-1998 crisis. Geophys J Int 143:557–574. doi: 10.1046/j.1365-246X.2000.00218.x

Juncu D, Árnadóttir T, Hooper A, Gunnarsson G (2017) Anthropogenic and natural ground deformation in the Hengill geothermal area, Iceland. J Geophys Res Solid Earth 122:692–709. doi: 10.1002/2016JB013626

Juncu D, Árnadóttir T, Geirsson H, Gunnarrsson G (2019) The effect of fluid compressibility and elastic rock properties on deformation of geothermal reservoirs. Geophys J Int 217:122–134. doi: 10.1093/gji/ggz011

Jung H S, Lu Z, Won J S, Poland M P, Miklius A (2011) Mapping Three-Dimensional Surface Deformation by Combining Multiple-Aperture Interferometry and Conventional Interferometry: Application to the June 2007 Eruption of Kilauea Volcano, Hawaii. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, vol. 8, no. 1, pp. 34-38, doi: 10.1109/LGRS.2010.2051793.

鍵山恒臣, 宇平幸一, 渡部暉彦, 増谷文雄, 山口勝 (1979) 霧島火山の地熱調査. 地震研究所彙報, 54 巻, 187-210.

Kagiyama T (1981) Evaluation methods of heat discharge and their applications to the major active volcanoes in Japan. J Volcanol Geoth Res. 9:87-97. doi: 10.1016/0377-0273(81)90016-0

鍵山恒臣, 山口勝, 増谷文雄, 歌田久司 (1994) 霧島火山群・硫黄山周辺の VLF, ELF-MT 測定. 地震研究所彙報, 69 巻, pp 211-1239.

鍵山恒臣, 吉川慎, 大沢信二, 三島壮智, 黄有志 (2017) 霧島火山群硫黄山周辺の地熱活動の変化. 京都大学防災研究所年報, 第 60 号, B, pp 408-416.

Kanda W, Utsugi M, Tanaka Y, Hashimoto T, Fujii I, Hasenaka T, Shigeno N (2010) A heating process of Kuchi-erabu-jima volcano, Japan, as inferred from geomagnetic field variations and electrical structure. J Volcanol Geotherm Res, 189:158-171, doi: 10.1016/j.jvolgeores.2009.11.002.

Kaneko T, Maeno F, Nakada S. (2016) 2014 Mount Ontake eruption: characteristics of the phreatic eruption as inferred from aerial observations. Earth Planet Space, 68, 72, doi:10.1186/s40623-016-0452-y

Kaneshima S, Kawakatsu H, Matsubayashi H, Sudo Y, Tsutsui T, Ohminato T, Ito H, Uhira K, Yamasato H, Oikawa J, Takeo M, Iidaka T (1996) Mechanism of phreatic eruptions at Aso volcano inferred from near-field broadband seismic observations. Science 273:642–645.

Kato A, Terakawa T, Yamanaka Y, Maeda Y, Horikawa S, Matsuhiro K, Okubo T (2015) Preparatory and precursory processes leading up to the 2014 phreatic eruption of Mount Ontake, Japan. Earth Planets Space 67:1–11. doi: 10.1186/s40623-015-0288-x

勝井義雄，鈴木建夫，曽屋龍典，吉久康樹（1989）北海道駒ヶ岳火山地質図.

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. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 120, 2961e2973, doi:10.1002/2014JB011715.

Keiding, M., A´ rnado´ttir, T., Jo´nsson, S., Decriem, J. & Hooper, A. (2010) Plate boundary deformation and man-made subsidence around geothermal fields on the Reykjanes Peninsula, Iceland, J. Volc. Geotherm. Res., 194, 139–149.

Kilbride, B., Edmonds, M. & Biggs, J. (2016) Observing eruptions of gas-rich compressible magmas from space. Nat Commun 7, 13744, doi:10.1038/ncomms13744.

気象庁（2007）平成19年(2007年)の御嶽山の火山活動. 火山活動解説資料年報，平成20年3月，pp 1-12.

気象庁（2017）第138回火山噴火予知連絡会資料, pp 7-8.

気象庁（2018）第141回火山噴火予知連絡会資料，pp 41.

気象庁（2019a）御嶽山の火山活動．火山活動解説資料，令和元年9月.

気象庁（2019b）第144回火山噴火予知連絡会資料火山活動解説資料，pp 83-85.

気象研究所（2016）ALOS/PALSAR 及び ALOS-2/PALSAR-2 データを使ったSAR 干渉解析による御嶽山周辺の地殻変動．火山噴火予知連絡会会報第119号，pp82-86.

気象研究所（2018）ALOS-2/PALSAR-2データを用いた霧島山における SAR 間蒋介石結果．第140回火山噴火予知連絡会資料, 61.

Kobayashi T (2018) Locally distributed ground deformation in an area of potential phreatic eruption, Midagahara volcano, Japan, detected by single-look-based InSAR time series analysis. J Volcanol Geotherm Res, 357, doi: doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2018.04.023.

Kobayashi T, Morishita Y, Munekane H (2018) First detection of precursory ground inflation of a small phreatic eruption by InSAR. Earth Planet Sc Lett 491:244–254. doi: 10.1016/j.epsl.2018.03.041

Koizumi N, Sato T, Kitagawa Y, Ochi T (2016) Groundwater pressure changes and crustal deformation before and after the 2007 and 2014 eruptions of Mt. Ontake. Earth Planet Space, 68, 48, doi:10.1186/s40623-016-0420-6

国土地理院（2017）長野県南部の地震(6月25日M5.6前後の観測データ). https://www.gsi.go.jp/chibankansi/chikakukansi_nagano20170625.html（訪問日時：2019/11/09, 15:21).

Kozono T, Ueda H, Ozawa T, et al (2013) Magma discharge variations during the 2011 eruptions of Shinmoe-dake volcano, Japan, revealed by geodetic and satellite observations. B Volcanol 75:695. doi: 10.1007/s00445-013-0695-4

Kumar B, Vardhan H, Govindaraj M (2011) Prediction of Uniaxial Compressive Strength, Tensile Strength and Porosity of Sedimentary Rocks Using Sound Level Produced During Rotary Drilling. Rock Mech Rock Eng 44:613–620. doi: 10.1007/s00603-011-0160-7

Kuraoka S, Nakashima Y, Doke R, Mannen K (2018) Monitoring ground deformation of eruption center by ground-based interferometric synthetic aperture radar (GB-InSAR): a case study during the 2015 phreatic eruption of Hakone volcano. Earth Planets Space 70, 181, doi:10.1186/s40623-018-0951-0.

九州大学, 鹿児島地方気象台 (2019) 精密水準測量で検出された霧島・硫黄山の地盤上下変動 (2015 年 6 月～2019 年 5 月). 第 144 回火山噴火予知連絡会資料, 133-135.

Lagios E, Sakkas V, Novali F, Bellotti F, Ferretti A, Vlachou K, Dietrich V (2013) SqueeSAR™ and GPS ground deformation monitoring of Santorini Volcano (1992–2012): Tectonic implications, Tectonophysics, vol. 594, 38-59, https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.03.012.

Lu Z, Masterlark T, Power J, Dzurisin D, Wicks C (2002) Subsidence at Kiska Volcano, Western Aleutians, detected by satellite radar interferometry. Geophys Res Lett 29:2–1–2–4. doi: 10.1029/2002GL014948

Lu Z, Dzurisin D, Biggs J, Wick J C, McNutt S (2010) Ground surface deformation patterns, magma supply, and magma storage at Okmok volcano, Alaska, from InSAR analysis: 1. Intereruption deformation, 1997–2008. J Geophys Res, 115, B00B02, doi:10.1029/2009JB006969.

Lundgren P, Poland M, Miklius A, Orr T, Yun S H, Fielding E, Liu Z, Tanaka A, Szeliga W, Hensley S, Owen S (2013) Evolution of dike opening during the March 2011 Kamoamoa

fissure eruption, Kīlauea Volcano, Hawai`i. J Geophys Res, Solid Earth, 118:897-914, doi:10.1002/jgrb.50108.

Lynne B, Pender M, Glynn-Morris T, Sepulveda F (2013) Combining scanning electron microscopy and compressibility measurement to understand subsurface processes leading to subsidence at Tauhara Geothermal Field, New Zealand. Eng Geol 166:26–38. doi: 10.1016/j.enggeo.2013.08.008

Maeda Y, Kumagai H, Lacson R, Figueroa M S, Yamashina T, Ohkura T, and Baloloy A V. (2015a) A phreatic explosion model inferred from a very long period seismic event at Mayon Volcano, Philippines, J Geophys Res. Solid Earth, 120, 226–242, doi:10.1002/2014JB011440.

Maeda Y, Kato A, Terakawa T, Yamanaka Y, Horikawa S, Matsuhiro K, Okuda T. (2015b) Source mechanism of a VLP event immediately before the 2014 eruption of Mt. Ontake, Japan. Earth Planet Space 67, 187, doi:10.1186/s40623-015-0358-0.

Maeda Y, Kato A, and Yamanaka Y. (2017) Modeling the dynamics of a phreatic eruption based on a tilt observation: Barrier breakage leading to the 2014 eruption of Mount Ontake, Japan. J. Geophys. Res. Solid Earth, 122, 1007– 1024, doi:10.1002/2016JB013739.

Mannen K, Yohei Yukutake Y, Kikugawa G, Harada M, Itadera K, Takenaka J (2018) Chronology of the 2015 eruption of Hakone volcano, Japan: geological background, mechanism of volcanic unrest and disaster mitigation measures during the crisis. Earth Planets Space, 70:68, doi: 10.1186/s40623-018-0844-2.

Mannen K, Tanada T, Jomori A, Akatsuka T, Kikugawa G, Fukazawa Y, Yamashita H, Fujimoto K (2019) Source constraints for the 2015 phreatic eruption of Hakone volcano, Japan, based on geological analysis and resistivity structure. Earth Planets Space, 71:135, doi: 10.1186/s40623-019-1116-5.

Mastin L, Lisowski M, Roeloffs E, Beeler N (2009) Improved constraints on the estimated size and volatile content of the Mount St. Helens magma system from the 2004–2008 history of dome growth and deformation. Geophys Res Lett 36: doi: 10.1029/2009GL039863

Mayer K, Scheua B, Gilg H A, Heap M J, Kennedy B M, Lavallée Y, Letham-Brake M, Dingwell D B (2015) Experimental constraints on phreatic eruption processes at Whakaari (White Island volcano). J Volcanol Geotherm Res, 302:150-162, doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.06.014.

Mayer K, Scheu B, Montanaro C, Yilmaz T, Isaia R, Aßbichler D, Dingwell D (2016) Hydrothermal alteration of surficial rocks at Solfatara (Campi Flegrei): Petrophysical properties and implications for phreatic eruption processes. J Volcanol Geoth Res 320:128–143. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2016.04.020

McTigue D (1986) Thermoelastic response of fluid-saturated porous rock. J Geophys Res Solid Earth 91:9533–9542. doi: 10.1029/JB091iB09p09533

Miller C, Currenti G, Hamling I, Williams-Jones G (2018) Mass transfer processes in a post eruption hydrothermal system: parameterisation of microgravity changes at Te Maari craters, New Zealand. J Volcanol Geoth Res. doi: 10.1016/ j.jvolgeores.2018.04.005

Minami Y, Imura T, Hayashi S, Ohba T (2016) Mineralogical study on volcanic ash of the eruption on September 27, 2014 at Ontake volcano, central Japan: correlation with porphyry copper systems. Earth Planets Space 68:67. doi: 10.1186/s40623-016-0440-2

宮城陽介, 小澤拓, 河野裕希 (2013) DInSAR 及び GPS によって検出された霧島山・新燃岳 2011 年噴火に伴う地殻変動. 火山, 第 58 巻, 第 2 号, 341-351.

宮城洋介, 川口亮, 小澤拓, 高橋浩晃 (2015a) DInSAR 観測により検出された十勝岳の地殻変動とその変動源. 日本火山学会 2015 年秋季大会, B1-21.

宮城洋介, 川口亮, 小澤拓, 高橋浩晃 (2015b) DInSAR 観測により検出された十勝岳の地殻変動.

新世代 SAR がもたらす災害・環境モニタリングの進展，PIXEL の 10 年(平成 27 年度京都大学防災研究所一般研究集会，D2，http://hdl.handle.net/2433/203209，2015 年 12 月，京都大学防災研究所.

Miyaoka K, Takagi A (2016) Detection of crustal deformation prior to the 2014 Mt. Ontake eruption by the stacking method. Earth Planets Space 68:60. doi: 10.1186/s40623-016-0439-8

Mogi K (1958) Relations between the Eruptions of Various Volcanoes and the Deformations of the Ground Surfaces around them. Bull Earthquake Res Inst 36:99–134

Montanaro C, Scheu B, Cronin S, Breard E, Lube G, Dingwell D (2016) Experimental estimates of the energy budget of hydrothermal eruptions; application to 2012 Upper Te Maari eruption, New Zealand. Earth Planet Sci Lett 452:281–294. doi: 10.1016/j.epsl.2016.07.052

森済，鈴木敦生，前川徳光，岡田弘（1997）北海道駒ケ岳 1996 年 3 月 5 日の小噴火前後の地殻変動．北海道大学地球物理学研究報告，60，121-130，doi：10.14943/gbhu.60.121.

森健彦，谷口無我， 川村安，平松秀行，池田啓二，菅井明，菅原道智，髙田健一，松本享（2019）九重硫黄山における火山活動の変化について．日本地球惑星科学連合 2019 年大会，幕張.

Mori T, Hashimoto T, Terada A, Yoshimoto M, Kazahaya R, Shinohara H, Tanaka R (2016) Volcanic plume measurements using a UAV for the 2014 Mt. Ontake eruption. Earth Planets Space 68:49. doi: 10.1186/s40623-016-0418-0

Morishita Y, Kobayashi T, Yarai H (2016) Three‐dimensional deformation mapping of a dike intrusion event in Sakurajima in 2015 by exploiting the right‐ and left‐looking ALOS‐2 InSAR. Geophys Res Lett 43:4197-4204. doi: 10.1002/2016GL068293

Mossop A, Segall P (1997) Subsidence at the Geysers geothermal field, N. California from a comparison of GPS and leveling surveys. Geophys. Res. Lett., 24(14), 1839–1842.

村上 亮, 古屋 正人, 高田 陽一郎, 青木 陽介, 小澤 拓, 島田 政信 (2018) Pi-SAR-L2 データを利用した霧島火山の航空機 SAR 干渉解析. 日本地球惑星科学連合 2018 年大会, STT48-03, 幕張.

村上 亮, 古屋 正人, 高田 陽一郎, 青木 陽介, 小澤 拓, 島田 政信, 成田翔平 (2019) 主従画像詳細位置合わせによる航空機搭載-Lband-SAR（Pi-SAR-L2）干渉度の改善. 日本地球惑星科学連合 2019 年大会, STT45-10, 幕張.

Murase M, Kimata F, Yamanaka Y, Horikawa S, Matsuhiro K, Matsushima T, Mori H, Ohkura T, Yoshikawa S, Miyajima R, Inoue H, Mishima T, Sonoda T, Uchida K, Yamamoto K, Nakamichi H (2016) Preparatory process preceding the 2014 eruption of Mount Ontake volcano, Japan: insights from precise leveling measurements. Earth Planets Space 68:9. doi: 10.1186/s40623-016-0386-4

名古屋大学大学院環境学研究科附属地震火山センター (2017) http://wwwevrc.seis.nagoya-u.ac.jp/ontake/201706EV/ (訪問日時: 2019/11/09, 15:20).

中坊真, 小野博尉, 迫幹雄, 橋本武志, 須藤靖明, 大倉敬宏, 吉川慎, 宇津木充, 坂中伸也, Hurst A W. (2002) 九重火山の地殻変動. 京都大学防災研究所年報, 45(B): 633-643.

Nakaboh M, Ono H, Sako M, Sudo Y, Hashimoto T, Hurst AW (2003) Continuing deflation by fumaroles at Kuju Volcano, Japan. Geophys Res Lett 30: doi: 10.1029/2002GL016047

Nakada S., Shimizu H., Ohta K. (1999) Overview of the 1990–1995 eruption at Unzen Volcano. Journal of Volcanology and Geothermal Research, Volume 89, Issues 1–4, Pages 1-22, https://doi.org/10.1016/S0377-0273(98)00118-8.

Nakamichi H, Kumagai H, Nakano M, Okubo M, Kimata F, Ito Y, Obara K (2009) Source mechanism of a very-long-period event at Mt Ontake, central Japan: Response of a hydrothermal system to magma intrusion beneath the summit. J Volcanol Geoth Res 187:167–177. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2009.09.006

中道治久，青山裕（2016）地球物理学的多項目観測から見た噴火過程．火山，61 巻，第 1 号，119-154.

成田翔平，村上亮（2015）ALOS および ALOS-2 データから見た十勝岳 62-Ⅱ火口近傍の局所的変動．日本火山学会 2015 年秋季大会，B1-17.

Narita S, Murakami M (2018) Shallow hydrothermal reservoir inferred from post-eruptive deflation at Ontake Volcano as revealed by PALSAR-2 InSAR. Earth Planets Space 70:191. doi: 10.1186/s40623-018-0966-6

NEDO（新エネルギー総合開発機構)(1988) 地熱開発促進調査報告書．No.17，王滝地域.

Newhall C G, Self S. (1982) The volcanic explosivity index (VEI) an estimate of explosive magnitude for historical volcanism, J. Geophys. Res., 87(C2), 1231– 1238, doi:10.1029/JC087iC02p01231.

Nurhasan, Ogawa Y, Ujihara N, Tank SB, Honkura Y, Onizawa Y, Mori T, Makino M (2006) Two electrical conductors beneath Kusatsu-Shirane volcano, Japan, imaged by audiomagnetotellurics, and their implications for the hydrothermal system. Earth Planets Space 58: 1053–1059. doi:10.1186/BF03352610.

Ohba T (2011) Hydrothermal mineral-bearing volcanic products: Relationships with subvolcanic hydrothermal systems, and styles and patterns of their formation. J Geological Soc Jpn 117:344–356. doi: 10.5575/geosoc.117.344 (In Japanese, with English abstract)

及川輝樹（2008）御岳火山の歴史噴火記録の再検討と噴気活動の歴史記録 −存在しなかった774，1892 年噴火−，地質調査所研究報告，第 59 巻，第 5/6 号，pp 203-210

及川輝樹，鈴木雄介，千葉達郎，岸本博士，奥野充，石塚治（2015）御嶽山の完新世の噴火史．日本地球惑星科学連合 2015 年大会，P4，幕張.

及川輝気，大場司，藤縄明彦，佐々木寿（2018）水蒸気噴火の地質学的研究，地質学雑誌，124

巻，第 4 号，pp 231-250，doi：10.5575/geosoc.2017.0071

Okada Y (1985) Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space. Bull Seismol Soc Am 75:1135–1154

奥山哲，高橋浩晃（2015）有限要素法による十勝岳 62-Ⅱ火口周辺の局所的地殻変動の予備解析．北海道大学地球物理学研究報告，78，pp 11-18，doi：10.14943/gbhu.78.11.

小坂丈予，小沢竹二郎，酒井均，平林順一（1983）木曾御岳火山 1979 年噴火後の活動状況と地球化学的研究．火山，第 2 集，第 28 巻，第 1 号，pp 59-74.

小坂丈予（2003）日本各地の火山噴出物に含有される粘土鉱物と噴火活動様式の考究．火山，第 48 巻，第 1 号，43-61.

Osmanoğlu B, Sunar F, Wdowinski S, Cabral-Cano E (2016) Time series analysis of InSAR data: Methods and trends, ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing, Vol. 115, 90-102, https://doi.org/10.1016/j.isprsjprs.2015.10.003.

Ozawa T, Kozono T (2013) Temporal variation of the Shinmoe-dake crater in the 2011 eruption revealed by spaceborne SAR observations, Earth, Planets Space, 65(6), 527–537.

Ozawa T, Fujita E, Ueda H (2016) Crustal deformation associated with the 2016 Kumamoto Earthquake and its effect on the magma system of Aso volcano. Earth Planets Space 68:186. doi: 10.1186/s40623-016-0563-5

Peltier A, Scott B, Hurst T. (2009) Ground deformation patterns at White Island volcano (New Zealand) between 1967 and 2008 deduced from levelling data. Journal of Volcanology and Geothermal Research, 181, 207–218, doi:10.1016/j.jvolgeores.2009.01.020.

Peltier A, Bianchi M,2 Kaminski E, Komorowski J C, Rucci A, Staudacher T (2010) PSInSAR as a new tool to monitor pre - eruptive volcano ground deformation:

Validation using GPS measurements on Piton de la Fournaise. Geophys Res Lett, vol. 37, doi:10.1029/2010GL043846.

Procter JN, Cronin SJ, Zernack AV, Lube G, Stewart RB, Nemeth K, Keys H (2014) Debris flow evolution and the activation of an explosive hydrothermal system; Te Maari, Tongariro, New Zealand. J Volcanol Geoth Res 286:303–316. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2014.07.006

Receveur M, Sigmundsson F, Drouin V, Parks M (2019) Ground deformation due to steam cap processes at Reykjanes, SW-Iceland: effects of geothermal exploitation inferred from interferometric analysis of Sentinel-1 images 2015–2017. Geophysical Journal International, Volume 216, Issue 3, Pages 2183–2212, https://doi.org/10.1093/gji/ggy540

Reid M E (2004) Massive collapse of volcano edifices triggered by hydrothermal pressurization. Geology ; 32 (5): 373–376. doi: https://doi.org/10.1130/G20300.1.

Rikitake T, Yokoyama I (1955) Volcanic activity and changes in geomagnetism. Journal of Geophysical Research 60:165–172. doi: 10.1029/JZ060i002p00165

Rivalta E, Segall P (2008) Magma compressibility and the missing source for some dike intrusions. Geophys Res Lett 35. doi: 10.1029/2007GL032521.

Rodgers M, Roman D C, Geirsson H, LaFemina P, McNutt S R, Muñoz A, Tenorio V (2015) Stable and unstable phases of elevated seismic activity at the persistently restless Telica Volcano, Nicaragua, Journal of Volcanology and Geothermal Research, Volume 290, 2015, Pages 63-74, https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.11.012.

斎藤英二, 井口正人 (2006) 口永良部島火山における GPS 連続観測による気象要素を加味した 3 次元変位検出. 火山, 第 51 巻, 第 1 号, 21-30.

斎藤英二, 井口正人, 松島喜雄 (2015) GPS 連続観測による口永良部島火山の 2014 年噴火 10 年前からの地盤変動. 地質調査研究報告, 第 66 巻, 第 5/6 号, 103-141.

Sano Y, Kagoshima T, Takahata N, Nishio Y, Roulleau E, Pinti D L, Fischer T P (2015) Ten-year helium anomaly prior to the 2014 Mt Ontake eruption. Sci Rep 5, 13069, https://doi.org/10.1038/srep13069.

Sato E, Shinbori T, Fukui K, Ishii K, Takagi A (2016) The eruption cloud echo from Mt. Ontake on September 27, 2014 observed by weather radar network. Rep Coordinating Committee for Prediction of Volcanic Eruptions, No.119.

Schaefer L N, Wang T, Escobar-Wolf R, Oommen T, Lu Z, Kim J, Lundgren P R, Waite G P (2017) Three-dimensional displacements of a large volcano flank movement during the May 2010 eruptions at Pacaya Volcano, Guatemala. Geophys Res Lett, 44, 135–142, doi:10.1002/2016GL071402.

Segall P. (1985) Stress and subsidence resulting from subsurface fluid withdrawal in the epicentral region of the 1983 Coalinga earthquake. J. Geophys. Res., 90(B8), 6801–6816, doi:10.1029/JB090iB08p06801.

Segall P (2010) Earthquake and Volcano Deformation. Princeton Univ. Press, New Jergey, p 212-213.

Seki K, Kanda W, Ogawa Y, Tanbo T, Kobayashi T, Hino Y, Hase H. (2015) Imaging the hydrothermal system beneath the Jigokudani valley, Tateyama volcano, Japan: implications for structures controlling repeated phreatic eruptions from an audio-frequency magnetotelluric survey. Earth Planet Space 67, 6, doi:10.1186/s40623-014-0169-8.

Sigmundsson F, Hooper A, Hreinsdóttir S, Vogfjörd K S, Ófeigsson B G, Heimisson E R, Dumont S, Parks M, Spaans K, Gudmundsson G B, Drouin V, Árnadóttir T, Jónsdóttir K, Gudmundsson M T, Högnadóttir T, Fridriksdóttir H M, Hensch M, Einarsson P, Magnússon E, Samsonov S, Brandsdóttir B, White R S, Ágústsdóttir T, Greenfield T, Green R G, Hjartardóttir Á R, Pedersen R, Bennett R A, Geirsson H, La Femina P C, Björnsson H, Pálsson F, Sturkell E, Bean C J, Möllhoff M, Braiden A K, Eibl E P S (2015) Segmented lateral dyke growth in a rifting event at Bárðarbunga volcanic

system, Iceland. Nature 517:191. doi: 10.1038/nature14111

Smittarello D, Cayol V, Pinel V, Peltier A, Froger J-L, Ferrazzini V (2019) Magma propagation at Piton de la Fournaise from joint inversion of InSAR and GNSS. J Geophys Res: Solid Earth, 124, 1361–1387, doi:10.1029/2018JB016856.

Stix J, de Moor J M (2018) Understanding and forecasting phreatic eruptions driven by magmatic degassing. Earth Planets Space 70, 83, doi:10.1186/s40623-018-0855-z.

鈴木雄介，岸本博士，千葉達郎，小川紀一郎（2010）御嶽山における火山噴火緊急減災計画策定のための火山噴火履歴調査．平成 21 年度砂防学会研究発表会概要集，P-247.

田島靖久, 松尾雄一, 庄司達弥, 小林哲夫 (2014) 霧島火山, えびの高原周辺における最近 15000 年間の活動史. 火山, 59 巻, 55-75.

Takahashi H, Shibata T, Yamaguchi T, Ikeda R, Okazaki N, Akita F (2012) Volcanic strain change prior to an earthquake swarm observed by groundwater level sensor in Meakan-dake, Hokkaido, Japan. J Volcanol Geotherm Res, 215-216, pp 1-7, doi: 10.1016/j.jvolgeores.2011.11.006.

Takagi A, Onizawa S (2016) Shallow pressure sources associated with the 2007 and 2014 phreatic eruptions of Mt. Ontake, Japan. Earth Planets Space 68:135. doi: 10.1186/s40623-016-0515-0.

Takarada S, Oikawa T, Furukawa R, Hoshizumi H, Itoh Ju, Geshi N, Miyagi, I. (2016) Estimation of total discharged mass from the phreatic eruption of Ontake Volcano, central Japan, on September 27, 2014. Earth Planet Space, 68, 138, doi:10.1186/s40623-016-0511-4

Tanaka R, Hashimoto T, Matsushima N, Ishido T (2017) Permeability-control on volcanic hydrothermal system: case study for Mt. Tokachidake, Japan, based on numerical simulation and field observation. Earth Planets Space 69:39. doi: 10.1186/s40623-017-0623-5.

Tanaka R, Hashimoto T, Matsushima N, Ishido T (2018) Contention between supply of hydrothermal fluid and conduit obstruction: inferences from numerical simulations. Earth Planets Space 70, 72 (2018), doi:10.1186/s40623-018-0840-6.

田中康裕，澤田可洋，中禮正明（1984）御岳山の 1979 年噴火による降灰分布と山麓の川水の pH. 気象研究所技術報告，第 12 号，pp172-179.

寺田暁彦，井田喜明（2002）三宅島火山の噴煙高度変動と逆転層との関係，地球，号外， 39, 121-129.

寺田暁彦（2014）御嶽火山 2014 年噴火後の噴煙放熱量. 日本火山学会秋季大会 2014，UP-24.

寺田暁彦（2018）水蒸気噴火発生場としての草津白根火山. 地質学雑誌，第 124 巻，第 4 号，251-270.

Terakawa T, Kato A, Yamanaka Y, et al (2016) Monitoring eruption activity using temporal stress changes at Mount Ontake volcano. Nat Commun 7:10797. doi: 10.1038/ncomms10797.

Thiery R, Mercury L (2009) Explosive properties of water in volcanic and hydrothermal systems. J Geophys Res, 114, B05205, doi:10.1029/2008JB005742.

Thomas E, Varekamp J C, Buseck P R (1982) Zinc Enrichment in the phreatic ahses of Mt. St. Helens, April 1980. J Volcanol Geotherm Res, 12:339-350.

Tobita M, Murakami M, Nakagawa H, Yarai H and Fujirawa S (2001) 3-D surface deformation of the 2000 Usu eruption measured by matching of SAR image. Geophys Res Lett 28:4291-4294. doi: 10.1029/2001GL013329

東海大学，気象研究所（2019）霧島硫黄山噴気の化学組成および安定同位体比（2019 年 5 月 31 日）. 第 144 回火山噴火予知連絡会資料, 171-175.

東京大学地震研究所（2017）霧島山硫黄山火口周辺で 4 月末に発生した土砂噴出について．第 138 回火山噴火予知連絡会資料, pp 70-79.

Tomiyama N, Koike K, Omura M (2004) Detection of topographic changes associated with volcanic activities of Mt. Hossho using D-InSAR. Adv Space Res, 33, 279-283, doi: 10.1016/S0273-1177(03)00483-6.

Tsukamoto K, Aizawa K, Chiba K, Kanda W, Uyeshima M, Koyama T, Utsugi M, Seki K, Kishita T. (2018) Three - dimensional resistivity structure of Iwo - yama volcano, Kirishima Volcanic Complex, Japan: Relationship to shallow seismicity, surface uplift, and a small phreatic eruption. Geophysical Research Letters, 45, 12, 821– 12, 828, https://doi.org/10.1029/2018GL080202.

Turcotte D L, Schubert G J (2002) Geodynamics: Applications of Continuum Physics to Geological Problems, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, New York.

Ueda H, Nagai M, Tanada T. (2018) Phreatic eruptions and deformation of Ioto Island (Iwo-jima), Japan, triggered by deep magma injection. Earth Planets Space 70, 38, doi:10.1186/s40623-018-0811-y.

Uesawa S (2008) Restudy of stratigraphy and paleomagnetic characteristics of Taisho lahar deposit associated with the eruption on Tokachidake Volcano, central Hokkaido, Japan. Bull Volcanol Soci Jpn 53:171–191. doi: 10.18940/kazan.53.6_171 (In Japanese, with English abstract).

Voight, B., Widiwijayanti, C., Mattioli, G., Elsworth, D., Hidayat, D., and Strutt, M. (2010) Magma - sponge hypothesis and stratovolcanoes: Case for a compressible reservoir and quasi - steady deep influx at Soufrière Hills Volcano, Montserrat, Geophys. Res. Lett., 37, L00E05, doi:10.1029/2009GL041732.

Wagner W, Pruss A (2002) The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. J Phys Chem Ref Data

31:387–535. doi: 10.1063/1.1461829.

Wang H F (2000) Theory of liner poroelasticity with applications to geomechanics and hydrology. Princeton Univ. Press. New Jergey.

Wang X, Aoki Y (2019) Posteruptive thermoelastic deflation of intruded magma in Usu volcano, Japan, 1992–2017. J Geophys Res Solid Earth 124:335–357. doi: 10.1029/2018JB016729.

Warren N (1973) Theoretical calculation of the compressibility of porous media. J Geophys Res 78:352–362. doi: 10.1029/JB078i002p00352.

Wessel P, Smith WHF (1998) New, improved version of Generic Mapping Tools released. EOS Trans Am Geophys Union 79:579.

Wicks C, Dzurisin D, Ingebritsen S, Thatcher W, Lu Z, Iverson J (2002) Magmatic activity beneath the quiescent Three Sisters volcanic center, central Oregon Cascade Range, USA. Geophys Res Lett 29:26–1–26–4. doi: 10.1029/2001GL014205

Woods A W (1993) Moist convection and the injection of voIcanic ash into the atmosphere. J. Geothys. Res., 98, 1 7627 -17636.

Wright T, Parsons B, Lu Z (2004) Toward mapping surface deformation in three dimensions using InSAR. Geophys Res Lett 31: doi: 10.1029/2003GL018827

山田直利，小林武彦（1988）御嶽山地域の地質．地域地質研究報告，5 万分の 1 地質図幅，金沢（10）第 61 号.

Yamada S, Morishita Y, Wada K, Kikkawa T, Yamanaka M, Fujiwara S, Tobita M, Yarai H, Kobayashi T (2015) Detection of Deformation Triggered by Eruption of Mt.Ontake Volcano with InSAR Using ALOS-2 data. Journal of the Geospatial Information Authority of Japan 127:11-15 (in Japanese).

Yamaoka K, Geshi N, Hashimoto T, Ingebritsen SE, Oikawa T (2016) Special issue "The phreatic eruption of Mt. Ontake volcano in 2014." Earth Planets Space 68:175. doi: 10.1186/s40623-016-0548-4.

Yang X, Davis P M, Dieterich J H (1988) Deformation from inflation of a dipping finite prolate spheroid in an elastic half - space as a model for volcanic stressing. J Geophys Res Solid Earth, 93, 4249-4257, doi: 10.1029/JB093iB05p04249.

矢来博司, 飛田幹男, 村上亮, 中川弘之, 藤原智 (2001) JERS-1 の干渉 SAR で見た九重火山 ー噴火前後の地殻変動の推移ー. 平成 13 年度 東京大学地震研究所共同利用 (研究集会) 講演論文集, Lバンド干渉 SAR の重要性 (研究課題番号 : 2001-W-04), 東京大学地震研究所, 2001 年 10 月 29-30 日.

Yu C, Li Z, Penna N T, Crippa P (2018) Generic atmospheric correction model for interferometric synthetic aperture radar observations. J Geophys Res Solid Earth, 123, 9202–9222. https://doi.org/10.1029/2017JB015305.

Yukutake, Y., Ueno, T. & Miyaoka, K. Prog. (2016) Determination of temporal changes in seismic velocity caused by volcanic activity in and around Hakone volcano, central Japan, using ambient seismic noise records. Earth and Planet. Sci, 3: 29, https://doi.org/10.1186/s40645-016-0106-5

Zlotnicki, J, Vargemezis G, Mille A, Bruère F, Hammouya G (2006) State of the hydrothermal activity of Soufriere of Guadeloupe volcano inferred by VLF surveys, J. Appl. Geophys., 58(4), 265–279.