

令和3年度 博士学位論文

阿蘇火山2014–2015年活動期における
マグマヘッドの深さの時間変化

京都大学大学院理学研究科 地球惑星科学専攻・地球物理学分野

石井杏佳

要旨

長期的に噴火活動が継続する火山において、マグマヘッドの深さはマグマの供給率の変化を示す重要な指標となる。多くの火山ではこの深さを直接観測できないため、火口近傍で得られる多様な観測データを用いて推定する。しかし、推定の際には単純な仮定をおくために、実際の深さと異なる深さが推定されてしまう場合がある。そこで本研究では、マグマヘッドの深さを推定する代表的な2つの手法を統合して、複数の観測データを統一的に説明できるようにマグマヘッドの深さを推定する手法を提案した。統合した2つの手法は、それぞれ爆発発生時の地震動・空振のシグナル到来時間差から深さを推定する手法と、空振の卓越周波数から深さを推定する手法である。これらを統合することによって、従来の手法で単純な仮定を与えていた火道内音速を、深さと同時に制約することが可能となる。本研究では、阿蘇火山で取得されたデータにこの統合手法を適用した。阿蘇火山では、2014年11月から2015年5月までの間、活発なストロンボリ式噴火が発生し、爆発にともなう地震動および空振が観測された。空振は噴火表面現象によらず明瞭な卓越周波数を示しており、火道内での共鳴が励起されていることが示唆された。また、共鳴の倍音成分も励起されており、この倍音成分を用いて火道形状を制約した。2015年4月下旬のデータを例として用いると、火道は深くなるほど径の広がる円錐台形状に制約された。観測されたシグナル到来時間差の分布を説明するため、マグマヘッド表面上で爆発発生位置が水平変化することを考慮に加えると、マグマヘッドは60–190 mの深さに推定された。この深さは、シグナル到来時間差のみを用いる従来の手法で推定された深さよりばらつきが小さくなった。また、円筒火道を仮定して空振の卓越周波数を用いて推定された深さよりも浅くなった。この手法を、阿蘇火山の噴火活動期全体で取得された約半年間の地震動・空振データに適用し、マグマヘッドの深さの時間変化を推定した。その結果、噴火活動開始直後に深さ200 m程度であったマグマヘッドは、約1ヶ月後から緩やかに上昇し120 m付近の浅い領域に達したことがわかった。この上昇に先立って、火山浅部の膨張を示す地盤変動が観測されており、新たなマグマの貫入があったことが示唆される。火道形状は、マグマヘッドの上昇にともなって円筒から円錐台へと変化した。マグマの熱によってマグマヘッド近くの火道壁が熱されて劣化・崩落したことで、火道出口に向かって狭まる形状が形成された可能性がある。噴火活動の終息する数日前には、マグマヘッドの深さが50 mほど低下した。活動期の最後には火口底の陥没が発生しており、このマグマのドレインバックが引き金となったと考えられる。火道内の空間が物理的に不安定な形状のまま成長したために、数十m程度の小規模な深さの変化で陥没を誘発した可能性がある。火道形状の制約は、現実を反映したマグマヘッドの深さを推定する上で重要であり、同時に噴火活動中の火口の内部の新たな知見を得ることにつながることを示された。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	マグマヘッドの深さのモニタリング	1
1.2	本研究の目的と構成	4
第 2 章	阿蘇火山 2014–2015 年活動期	6
第 3 章	使用データとその特徴抽出	12
3.1	使用データ	12
3.2	イベント検出	14
3.3	波形特徴	15
3.3.1	空振波形タイプ	15
3.3.2	地震波形タイプ	21
3.4	シグナル到来時間差と空振の卓越周波数	23
第 4 章	マグマヘッドの深さ推定手法の提案	29
4.1	シグナル励起の基本モデル	29
4.2	マグマヘッドの深さ推定のための統合手法	30
4.2.1	空振卓越周波数を使用する手法	30
4.2.2	シグナル到来時間差を使用する手法	38
4.2.3	2つの手法の統合	39
4.3	統合手法による推定結果	45
第 5 章	2014–2015 年活動期におけるマグマヘッドの深さの時間変化	47
5.1	深さ推定に使用する各種変数の時間変化	47
5.1.1	火口地形	47
5.1.2	火道形状	51
5.1.3	マグマ中の地震波伝播速度	52
5.2	推定されたマグマヘッドの深さの時間変化	53

第 6 章	議論	56
6.1	噴火活動の時間変化	56
6.1.1	推定項目の解釈	56
6.1.2	噴火活動の概念モデル	74
6.2	火道形状の重要性	79
第 7 章	結論	84
参考文献		87
謝辞		96
付録		98
付録 A	空振波形タイプ分類のための繰り返し計算	98
付録 B	シグナル到来時刻の自動読み取り	100
付録 C	観測値 2 次元 PDF 分布の作成	102

第1章

序論

1.1 マグマヘッドの深さのモニタリング

数ヶ月から数年にわたって噴火活動が継続している火山において、マグマヘッドの深さはマグマの供給率の指標となる。ここでマグマヘッドの深さとは、上昇してきたマグマの上端と大気境界部の深さを指す。たとえば、キラウエア山頂のハレマウマウ火口内の溶岩湖の湖面の高さは、山頂近傍での傾斜変動と同期して周期的に変化する (Patrick et al., 2015)。これは、深部から山頂下のマグマだまりへのマグマ供給率の変化を反映していると考えられている。ストロンボリやビジャリカでは、paroxysm とよばれる大規模噴火が発生することが珍しくないが (たとえば、Le Pichon et al., 2021)、このような活動に先立ってマグマヘッド (溶岩湖の湖面) が上昇する (Johnson et al., 2018b)。ビジャリカの溶岩湖面の上昇は、地震動のエネルギーや発生頻度の増加と同期して繰り返されることから、揮発性物質に富んだマグマの貫入サイクルを反映していると考えられている (Richardson et al., 2014)。また、山腹での新火孔の形成にともなって火山浅部のマグマ供給経路が変化すると、既存火孔内のマグマヘッドは低下する。アンブルムでは、2018年に発生した山腹へのダイク貫入によってマグマが側方へと移動したため溶岩湖が消失し、火口底が崩落した (Hamling et al., 2019)。ストロンボリやエトナでも山腹噴火の発生にともなって、山頂火口のマグマヘッドの低下が報告されている (Ripepe et al., 2005; Cannavo' et al., 2019)。このようなマグマヘッドの低下は、火道周辺の地下水系の流入による水蒸気爆発や、山頂における大規模な陥没を誘発することがある (Dvorak, 1992; Neal et al., 2019)。キラウエアでは、山頂火口の溶岩湖の湖面の高さと山腹の East Rift Zone に形成された火孔標高との間に相関があり、山頂と山腹のマグマ供給系の平衡状態が保たれていることが明らかになっている (Patrick et al., 2019)。山頂火口の溶岩湖の湖面の上昇が山腹噴火の前兆となることから、継続的な湖面高さのモニタリングが行われている。このように、マグマヘッドの深さのモニタリングは噴火活動の遷移の予測においても、重要な役割を果たす。

キラウエアやニイラゴンゴなどの溶岩湖を有する火山では、マグマヘッドの深さを直接測量することが可能であり、深さの高精度の変動や長期にわたる変動が捉えられている (Jones et al., 2015; Vergnolle and

Bouche, 2016; Pouclet and Bram, 2021)。一方、ストロンボリやエトナなど地形的な制約によってマグマヘッドが火口縁から見えない火山も多く存在する。このような火山では火山近傍で取得される地震動や空振などの多種多様なデータを用いた深さの推定が行われる。たとえば、地震動・空振シグナルの到来時間差 (Hagerty et al., 2000; Ruiz et al., 2006; Petersen and McNutt, 2007; Sciotto et al., 2013; Richardson et al., 2014)、空振・熱シグナルの観測時間差 (Ripepe et al., 2002; Gurioli et al., 2014)、空振の卓越周波数 (Fee et al., 2010; Johnson et al., 2018a,b; Watson et al., 2019, 2020)、噴石の軌跡 (Dürig et al., 2015; Tsunematsu et al., 2019)、噴石の射出速度 (Taddeucci et al., 2012; Cigala et al., 2017; Salvatore et al., 2020) などを用いて、マグマヘッドの深さを推定する手法が存在する。

この中で最も古典的なのが、シグナルの到来時間差を用いる手法である (たとえば Ripepe et al., 2001)。ストロンボリ式噴火の際に、マグマヘッドの表面で発生した爆発が複数のシグナル (地震動、空振、ガス、熱) を同時に励起すると仮定し、それらのシグナルの観測点への到来時間差から深さを見積もる。到来時間差のある 2 種類のシグナルさえ取得できれば、単純な仮定に則って深さを推定できることから多くの研究で使用されている。また、ストロンボリ式噴火の発生に先立って、マグマヘッドより数百 m 深い場所を震源とした低周波の地震動が観測されることがある (Chouet et al., 1997)。この低周波の地震動と空振の到来時間差は、ストロンボリ式噴火時にマグマ中を上昇する気相のダイナミクスにも示唆を与えている (Ripepe et al., 2001; Gurioli et al., 2014)。しかし、この手法は非常に単純な仮定の上に成り立っているため、推定される深さの正確さに議論の余地が残る。たとえば、火孔から噴出する噴石やガスの検知時刻を利用する場合、爆発発生源 (つまり、マグマヘッドの表面) から火孔出口までの噴石やガスの上昇速度は、一定であると仮定される (Harris and Ripepe, 2007)。しかし、実際にはその仮定が成り立たないことが指摘されており、これによって正しく深さを推定できない可能性がある (Salvatore et al., 2020)。空振の到来時刻を使用する場合は火道内の音速を仮定するが、音速は空間を満たす気体の温度や気体中の火山灰の含有率で大きく変化するため (Morrissey and Chouet, 2001)、仮定の仕方によっては現実とは乖離した深さが推定されてしまう。

2010 年代初頭から報告例が増えているのが、空振の卓越周波数を用いる手法である。この手法は、空振の卓越周波数がマグマヘッドより上部の火道内空間 (あるいは火口内の空間) での共鳴によって生じていると考えて、その空間のサイズを推定する手法である (たとえば、Spina et al., 2015; Johnson et al., 2018b)。火道内空間で励起される共鳴の種類には、気柱共鳴 (acoustic resonance) とヘルムホルツ共鳴 (Helmholz resonance) がある。気柱共鳴は、火道内空間で音波が反射を繰り返すことで、空間スケールに規定される定在波が励起される現象である (Kinsler et al., 1999)。共鳴が励起される条件として、火道径に対して波長が十分に長いことが挙げられる。また、高次の倍音成分が生じる場合もある。一方、ヘルムホルツ共鳴は、開口部 (ネック) の空気塊が振動することによって生じる (Fletcher and Rossing, 1998)。これは、バネにつながれたおもりの振動のアナロジーとして解釈でき、開口部 (ネック) の空気塊がおもり、内側の空気がバネの役割を果たす。ヘルムホルツ共鳴は気柱共鳴と異なり、高次の倍音が生成されないことが特徴である。観測された空振の周波数スペクトルに単一のピークがみられる (モノトニック) 場合は、気柱共鳴かヘルムホルツ共鳴か

のいずれかで解釈される (たとえば Goto and Johnson, 2011; Johnson et al., 2018b)。空振の周波数スペクトルに複数のピークが見られる場合は、気柱共鳴とその倍音成分、あるいはヘルムホルツ共鳴と気柱共鳴の重ね合わせで解釈される (たとえば Fee et al., 2010; Sciotto et al., 2013; Johnson et al., 2018a)。この手法においても、火道内の音速を仮定するため、音速の仮定の仕方によって推定される深さの値が変化する。また、火道形状をどのように仮定するか (たとえば、円筒形、円錐台形など) も推定される深さに影響を与える。

このように、マグマヘッドの深さはさまざまな観測値を用いて推定されるが、単純なモデル・仮定を採用するために、深さが正確に求められない場合がある。しかし、この問題は複数の観測値を組み合わせることで深さの推定に使用することで、解決する可能性がある。地震動・空振のシグナル到来時間差を利用する手法と空振の卓越周波数を利用する手法は、いずれもマグマヘッドの深さと火道内音速という同じ変数を有している。したがって、この2つの手法を組み合わせることで、深さと火道内音速の両方を同時に推定することが可能となる。Sciotto et al. (2013) では、エトナ火山において、地震動・空振の到来時間差および空振の卓越周波数を用いてマグマヘッドの深さを推定している。それぞれの手法で深さを推定し、いずれの手法でも火道内の音速を 575 m/s とすると、深さが 90 m 程度に推定されることが示されている。Richardson et al. (2014) でも、この2つの手法で深さを推定しており、同一の火道内音速 (456 m/s) で、よく似た深さの時間変化が推定されている。これらの結果から、異なる手法で同じ深さが推定されるように、火道内音速を制約することが可能であることが示唆される。また、空振の卓越周波数を使用する場合には、共鳴周波数の高次モードやスペクトルのピークの鋭さを表す Q 値を用いることで火道や火口の形状も同時に制約することが可能となる (Fee et al., 2010; Sciotto et al., 2013; Watson et al., 2019, 2020)。これによって、単純な円筒形状を仮定するよりも、より現実的な深さの推定につながる。つまり、多様な観測値を統一的に説明できるようなモデルを考えることで、より現実に近いマグマヘッドの深さの推定が可能になると期待される。このとき、火道内音速や火道形状などのパラメータも制約するため、火孔内部の状態に関する新たな知見が得られる。しかし、これまでに複数の手法を統合してマグマヘッドの深さの推定を実施した例はない。また、空振データを用いて火道の形状を制約した事例はまだ少なく、火孔内部の空間形状の知見は十分でない。したがって、本研究では複数の観測値を説明できるようにマグマヘッドの深さを推定することを目指す。

そこで本研究では、阿蘇火山を対象にマグマヘッドの深さの時間変化を推定する。阿蘇火山の活動期には噴火活動が数ヶ月にわたって継続する。2014年11月から開始した噴火は約半年間継続し、多様な噴火表面現象が観測された (横尾・宮縁, 2015)。噴火期間中には活発なストロンボリ式噴火が発生し、爆発にともなう地震動および空振が観測された。空振シグナルは明瞭な卓越周波数を示し、これは火道内空間における気柱共鳴の共鳴周波数であることが示唆されている (Yokoo et al., 2019)。したがって、ストロンボリ式噴火にともなう地震動・空振のシグナル到来時間差と空振の卓越周波数のデータセットを得ることが可能であり、これらを統一的に説明できるようにマグマヘッドの深さを推定できる。空振の周波数スペクトルには高次の倍音成分もみられており、火道形状の制約ができることが期待される。約半年間の噴火活動中のマグマヘッドの深さの時間変化を推定し、表面活動や他の観測項目の時間変化と比較することで、噴火活動の時間変化とマグマ供給率の

変化の関係が捉えられると考えられる。

また、阿蘇火山でマグマヘッドの深さを推定することは、これまで明らかにされていなかった阿蘇火山の活動期の火孔内部の描像を得ることにつながる。阿蘇火山の活動期中には、ストロンボリ式噴火や連続的な火山灰噴出が発生することが特徴であり、マグマが火道浅部に上昇してきていることが示唆される(小野・ほか, 1995)。しかし、20世紀以降稀にみる活発な活動であった1930年代を除いて赤熱溶岩が火口縁から確認できたことはなく(河野, 1934; 佐々, 1939; 青木・ほか, 1940)、活動期の阿蘇火山の火孔内部の描像はこれまでに捉えられていない。これは、近代的な火山観測網が整備された1990年後半以降にマグマ噴火が発生していなかったことが主要な原因である。したがって、阿蘇火山の活動期におけるマグマヘッドの深さのモニタリングは、阿蘇火山の噴火活動に関する新しい知見を得る絶好の機会となることが期待される。

1.2 本研究の目的と構成

本研究では阿蘇火山を対象に、(1) 複数の観測値を統一的に説明できるようにマグマヘッドの深さを推定し、(2) 活動期におけるマグマヘッドの深さの時間変化を求めることを目的とする。推定のために、従来使われている2つの手法である地震・空振のシグナル到来時間差を用いる手法と空振の卓越周波数を用いる手法を組み合わせた統合手法を提案する。また、空振の倍音成分を用いて、火道形状の制約も行う。阿蘇火山における2014-2015年の噴火活動中に取得された地震動と空振のデータを使用して、マグマヘッドの深さおよびその時間変化の推定を試みる。推定されたマグマヘッドの深さの時間変化と表面現象やその他の観測結果の時間変化を比較して、噴火活動とマグマ供給率の関係を議論する。

第2章では、本研究の研究対象である阿蘇火山についてまとめる。また、本研究で注目する2014-2015年の活動期についての概要を示す。第3章では使用したデータを示し、その特徴を整理する。活動期中には、火口近傍の観測点で爆発にともなう地震動・空振が多数取得された。約半年間のデータからイベントを検出し、その波形特徴にもとづいて波形タイプの分類を行う。マグマヘッドの深さ推定に必要な観測値である空振の卓越周波数と地震動・空振シグナルの到来時間差のデータセットを取得する。第4章では、2015年4月下旬のデータセットを例に用いて、マグマヘッドの深さを推定する手法を提案する。ここでは、空振の卓越周波数を使う手法と地震動・空振のシグナル到来時間差を用いた手法を組み合わせ、マグマヘッドの深さと火道内音速を同時に推定する。空振の倍音成分を用いて、火道形状の制約も行う。また、推定に用いたシグナル到来時間差の分布を説明できるように、より現実的なシグナルの伝播過程を検討する。第5章では、第4章で提案したマグマヘッドの深さの推定手法を用いて、阿蘇火山2014-2015年活動期におけるマグマヘッドの深さの時間変化を推定する。深さの推定に先立って、推定時に使用する各種変数(火口地形、火道形状、マグマ中の地震波伝播速度)の時間変化を仮定、あるいは観測値を用いて制約する。第6章では、ここまでの結果をふまえて議論を行う。推定されたマグマヘッドの深さの時間変化と深さの推定過程で得られた4つの項目(火道形状、空振波形タイプ、地震波形タイプ、マグマ中の地震波伝播速度)の時間変化を比較して、火孔内部の状態

がどのように変化したのかを検討し、2014-2015年活動期の概念モデルを提案する。最後に、第7章で本研究の結論を述べる。

第 2 章

阿蘇火山 2014–2015 年活動期

阿蘇火山は熊本県北部に位置する活火山である。東西 18 km、南北 25 km に及ぶ世界有数の広大なカルデラを有し、カルデラ内部には中央火口丘群が存在する (図 2.1a)。そのうち有史以降の活動が記録されているのは、玄武岩～玄武岩質安山岩の成層火山である中岳のみである。中岳には、4 つの主火口 (第一火口～第四火口) と付随する 3 つの火口 (第五火口～第七火口) が南北方向に連なり、火口列を形成している (図 2.1b)。1930 年代までは第一火口～第四火口で噴火活動がみられたが、1940 年代以降の活動は第一火口に限られる。いずれもの火口においても、「灰噴火」と呼ばれる連続火山灰噴出およびストロンボリ式噴火が活動の主体であり (小野・ほか, 1995)、溶岩流出をともなう噴火は有史以降一度も発生してしない (渡辺, 1991)。「灰噴火」は中岳において最も頻繁に起こり、中岳の活動を特徴づける噴火形態である (小野・ほか, 1995)。

火山活動が低調な時期には、火口内に湯だまりと呼ばれる火口湖が出現するのも、中岳の火山活動の大きな特徴のひとつである。この湯だまりは温度 60 °C 程度で強酸性の緑色の湖水から成り、湖水のほとんどは湖底から噴出する火山性流体によって賄われている (Terada et al., 2008, 2012)。火山活動の変化にともない、湯だまりは次のような過程をたどる (池辺, 1999; 吉川・須藤, 2004)。火山活動が活発化すると湖水が蒸発し、湯だまりからの土砂噴出が始まる。完全に湖水が蒸発して火口底が露出すると、火口底に噴気孔がみられるようになる。その後、火口が開いてマグマ噴火が始まり、火山灰が噴出される。活動の最盛期には、断続的なストロンボリ式噴火が発生し、赤熱したスコリアを周囲に飛散させる。ストロンボリ式噴火は長期間続くことはなく、徐々に弱まり終息する。堆積した火山灰の火口内への流入、火口壁の崩落等で火口が閉塞し、湯だまりが再生する。この終息期には水蒸気爆発も発生する。最近 90 年ほどの活動記録からは、上記のような湯だまりの消失から噴火、そして湯だまりの再生のサイクルを約 20 年の周期で繰り返すことがわかっている (池辺, 1999; 吉川・須藤, 2004)。湯だまりの存在および噴火のサイクルは、多くの古文書にも記されており、同様のサイクルが 1500 年ほどの間、繰り返されていることが伺われる (渡辺, 1991)。過去 50 年間における目立った活動は、1974 年、1979 年、1984–1985 年、1989–91 年、2014–2016 年、2019–2021 年に発生している (小野・ほか, 1995; 池辺, 1999; 池辺・ほか, 2008; 横尾・宮縁, 2015; 宮縁・ほか, 2021)。これ以外の時期にも、小規模な火山灰噴出や土砂噴出現象は発生している。

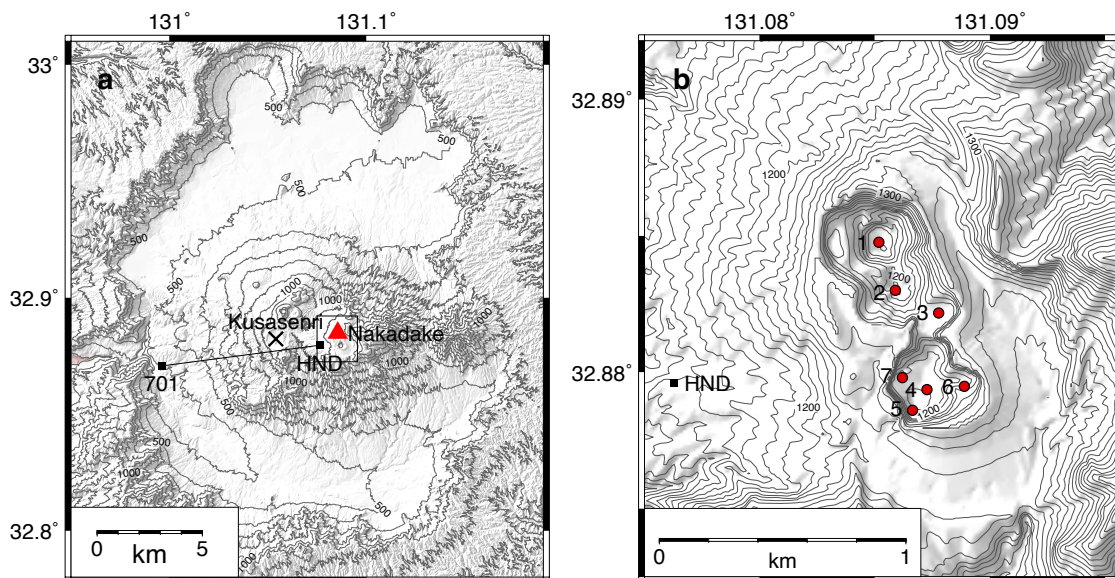


図 2.1 阿蘇火山。a : 広大なカルデラの内部には中岳 (赤三角) をはじめとした中央火口丘群が存在する。マグマだまりは草千里の地下 5–6 km に存在すると考えられている (x; Sudo and Kong, 2001)。黒四角で GNSS 観測点の本堂 (HND)、長陽 (701; 国土地理院) を示す (図 2.5)。b : 中岳には 7 つの火口からなる火口列が存在する。この図で示す領域は、a で黒枠で囲まれた範囲に該当する。

阿蘇火山のマグマだまりは、地震波の低速度領域の分布にもとづいて中岳火口から 3 km 程度西の草千里の地下 5–6 km に存在しているとされる (Sudo and Kong, 2001, 図 2.1a)。マグマだまりと火口底を結ぶ経路は火山性微動を用いた研究から徐々に明らかになっている。多数の広帯域地震計を用いたキャンペーン観測で得られた、長周期微動の振幅の空間分布から、火口列の地下に深さ 300 m を上端とする長さ 2.5 km のクラック状の火道が存在することが推定された (Yamamoto et al., 1999)。連続微動の震源分布からは、そのクラック状火道と火口底をつなぐ円筒状の経路が存在することが示唆されている (Takagi et al., 2009; Ichimura et al., 2018)。また、静穏期に実施された電磁探査によって、火口底から深さ 400 m までの領域は低比抵抗であることが明らかになっている (Kanda et al., 2008)。破碎された地盤の隙間が高伝導性の酸性熱水によって満たされることで、この領域が低比抵抗を示していると考えられている (Kanda et al., 2019)。阿蘇火山では、マグマだまりから火口底へ上昇する火山性流体によってこのような火道システムが形成されていると考えられる。

阿蘇火山では、2014 年 11 月 25 日に 1993 年以来、約 22 年ぶりとなる本格的な噴火活動が発生し、約半年の間、灰噴火を主体とする活発な活動が観測された (横尾・宮縁, 2015)。この活動に先立って、2013 年から湯だまりの水位は低下し (図 2.2a, b)、2014 年 1 月には火口底に噴気孔が形成された (図 2.2c; Ichimura et al., 2018)。同年 8 月下旬ごろには火山性地震が増加し、その後小規模な噴火が発生したことから、噴火警戒レベルが 2 に引き上げられた (気象庁, 2014a)。11 月 25 日 10 時 11 分ごろに噴火が始まった。噴火開始の数時間前には、火山性微動の振幅の増加が観測された (気象庁, 2014b)。翌日以降も噴火は継続し、火山灰噴

出活動が続いた (図 2.2d)。

約半年間の噴火活動中には、多様な表面現象がみられた。噴火活動初期の約 2 ヶ月間には、連続的な火山灰噴出と高頻度の噴石の飛散がみられた (図 2.3a,b)。翌年 2 月ごろから火山灰の噴出率が低下した (図 2.3c; Miyabuchi and Hara, 2019)。また、断続的なストロンボリ式噴火も観測されていた (図 2.3d)。3 月下旬ごろには火山灰の噴出がほとんど止まり (図 2.3e)、夜間には火道内が赤熱し噴石の飛散がみられなくなった (図 2.3f)。4 月中旬ごろから再びストロンボリ式噴火の発生頻度が増え (図 2.3g)、4 月下旬には一時的に多量の火山灰を噴出した (図 2.3h)。

2015 年 5 月 3 日の夜間には火口底陥没イベントが発生した (図 2.4)。このイベント時には、継続時間 5 分の振幅の大きな火山性微動が観測され、火口から約 1 km の観測点で震度 1 が記録された (気象庁, 2015b)。陥没イベントにともなうと考えられる噴出物が、火口の北東域で確認された (熊本大学教育学部, 2015)。このイベントを機に、2014 年 11 月 25 日から開始したマグマ噴火が終息した。本研究では、2014 年 11 月 25 日から 2015 年 5 月 3 日までを「2014-2015 年活動期」とよぶこととする。

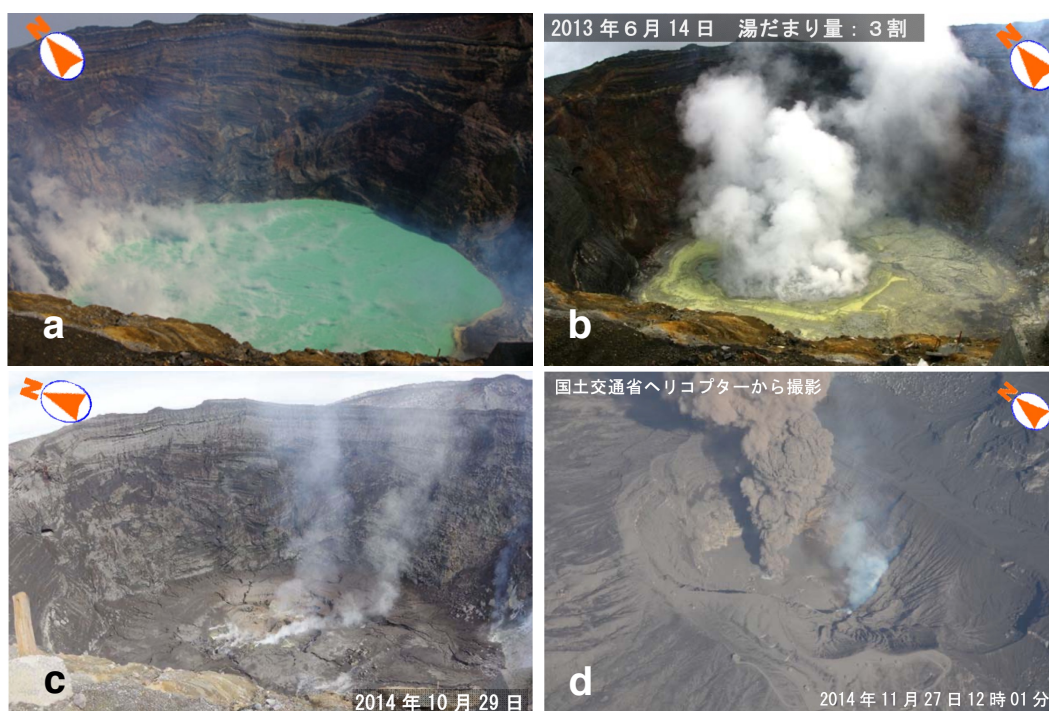


図 2.2 マグマ噴火に至る経緯。a : 活動静穏時の湯だまり (2013 年 3 月 22 日; 気象庁, 2013a)。b : 湯だまり水位の低下 (2013 年 6 月 14 日; 気象庁, 2013b)。c : 火口底の露出と噴気孔の形成 (2014 年 10 月 29 日; 気象庁, 2014c)。d : マグマ噴火の開始 (2014 年 11 月 27 日; 気象庁, 2014c)。



図 2.3 阿蘇 2014–2015 年活動期の活動推移。写真は全て京都大学の火口カメラ（図 3.1 の CAM 観測点に設置）で撮影されたものである。a：活動の初期には濃い火山灰の噴出が継続的にみられた（2014 年 12 月 7 日）。中央が活動火孔で、右奥の噴気は南壁熱異常域から噴出されたものである。b：噴火活動開始から約 1 ヶ月程度経過した時期の様子（2014 年 12 月 27 日）。依然として火山灰の噴出が続き、同時に赤熱した噴石の飛散がみられることもあった。c：2015 年 2 月ごろになると火山灰の噴出量が減少した（2015 年 2 月 23 日）。d：火山灰噴出をともなわないストロンボリ式噴火もみられた（2015 年 2 月 24 日）。e：3 月下旬にはガスの噴出が主体となった（2015 年 3 月 27 日）。f：3 月下旬の夜間には、火道内が赤熱した状態が続いた（2015 年 3 月 27 日）。g：4 月中旬から再度ストロンボリ式噴火がみられるようになった（2015 年 4 月 18 日）。h：4 月下旬には火山灰の噴出量が一時的に増加した（2015 年 4 月 23 日）。

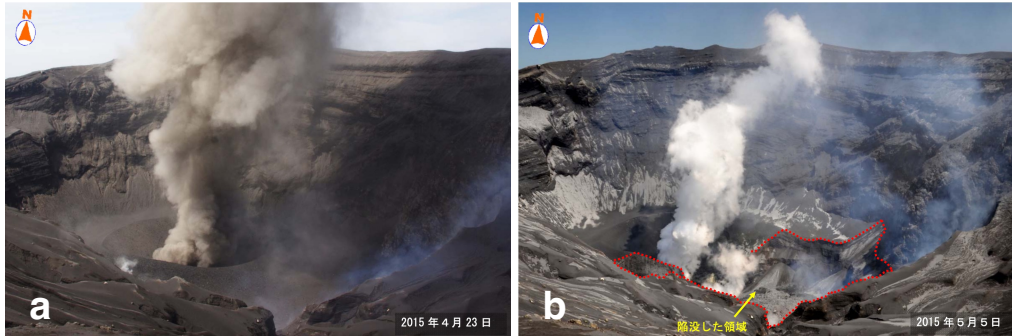


図 2.4 活動期最後の火口底陥没イベント。2015 年 5 月 3 日に振幅の大きな火山性微動をともなって発生した。a：活動期終盤の噴火の様子 (気象庁, 2015b)。b：陥没後の火口底 (赤点線が陥没部を示す)。a と比較すると火口南側が陥没したことがわかる (気象庁, 2015b)。

2014–2015 年活動期の約半年間における総噴出量は、 0.8×10^6 – 2.1×10^6 t と推定されており、過去の噴火時 (たとえば、1974 年 7–11 月, 1979 年 6–8 月, 1979 年 11 月, 1989 年 6–12 月) と比べて少ない (Miyabuchi and Hara, 2019)。噴出したマグマは、噴出物の全岩組成分析から 1979 年や 1989 年の活動と同じマグマだまりに由来し、噴火前には浮力によって深さ数 km まで上昇していたと考えられている (Saito et al., 2018)。火山性微動の振幅は、噴火開始の 1 ヶ月ほど前から増加していた (気象庁, 2015a; Sandanbata et al., 2015)。草千里下のマグマだまりを挟む GNSS 基線 (図 2.1a) は噴火開始前の 2014 年 9 月ごろから伸びを示しており、マグマ噴火の開始後もその傾向はしばらく継続した (図 2.5)。翌年 3 月ごろには、複数の基線において縮むセンスに転じたことが報告されている (気象庁, 2015c; 京都大学, 2015b; 防災科学技術研究所, 2015)。一方、SAR 干渉解析では、活動期の開始やその後の噴火活動に関連する変動は捉えられていない (国土地理院, 2015a,b)。噴火前後の比抵抗構造の比較からは、マグマの上昇による火道周辺の圧力上昇で、火口西側に一時的な流体の貯留層が形成されたことが示唆されている (Minami et al., 2018)。

マグマ噴火の終了後は、小規模な噴火や湯だまりの形成、土砂噴出などが観測されていたが (たとえば McKee et al., 2017)、2015 年 9 月 14 日、10 月 23 日にマグマ水蒸気爆発が発生した (Miyabuchi et al., 2018)。翌年の 2016 年 10 月 8 日には約 40 年ぶりとなる大規模なマグマ水蒸気爆発が発生し、火口周辺に甚大な被害をもたらした。噴煙高度は海拔 11 km を超え、気象衛星や気象レーダーでも捉えられた (Sato et al., 2018; Ishii et al., 2018; Morita, 2019)。この噴火以降しばらく目立った噴火活動はなく、火口内には湯だまりが存在していた。2019 年 3 月ごろから再び湯だまりの水位が低下し、4 月以降、断続的な噴火活動が開始した。7 月以降に本格的なマグマ噴火へと移行したが、2014–2015 年のようなストロンボリ式噴火はみられず、灰噴火のみが発生した (宮縁・ほか, 2021)。この活動は 2020 年 6 月まで継続し、翌年 10 月には小規模な水蒸気爆発も発生した。

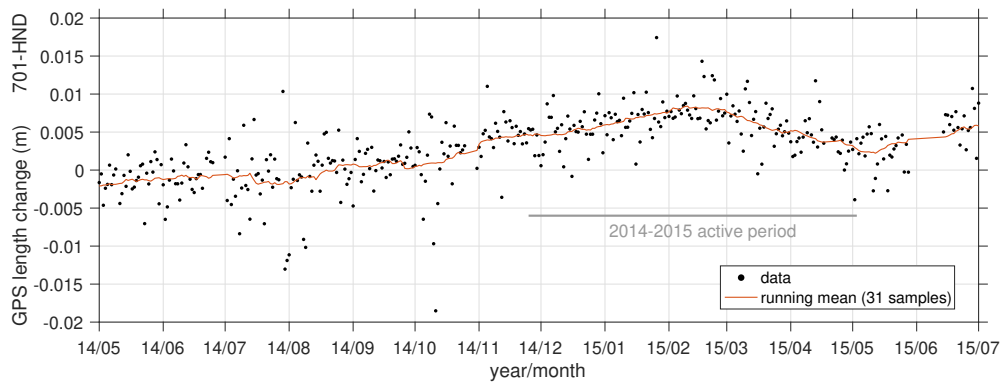


図 2.5 マグマだまりを挟む GNSS 基線長の変化 (大倉, 私信)。長陽 (国土地理院; 701) と HND (京都大学) の基線長 (図 2.1a) の変化を示す。

第 3 章

使用データとその特徴抽出

3.1 使用データ

本研究では、阿蘇火山中岳第一火口近傍の KAF 観測点および ACM 観測点で取得された地震動および空振のデータを使用した (図 3.1)。KAF 観測点には、短周期地震計 (Katsushima PK-110V; 上下動のみ)、ACM 観測点には低周波マイクロホン (Hakusan SI104) が設置され、いずれも 100 Hz のサンプリングレートで記録された。これらの観測点は、第一火口近傍に設置された京都大学の観測ネットワークの中で、活動火口に最も近い観測点である。いずれも西側の火口縁に位置し、火口からの水平距離は 200–300 m である。これらの観測点より北側の火口縁に位置する CAM 観測点には、火口カメラが設置され、20 秒に 1 回の頻度で火口内

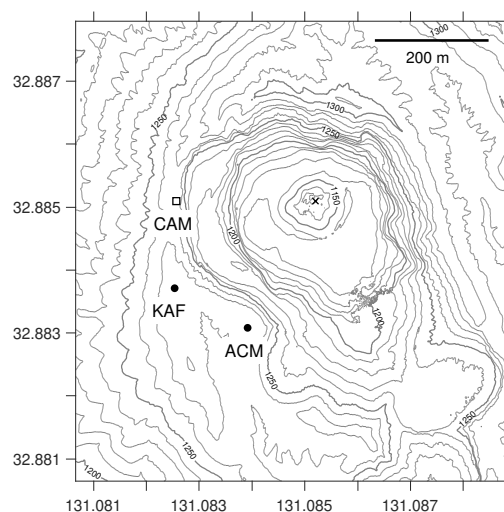


図 3.1 阿蘇火山中岳第一火口近傍の観測点配置図。KAF に短周期地震計、ACM に低周波マイクロホンが設置されている。CAM は火口カメラの位置、× が活動火口の位置である。ここで示す地形標高データは 2012 年に国土地理院によって取得されたものである。火口内地形のみ 2015 年 3 月にドローンによる写真測量で得られた標高データを用いている。

の様子が撮影された。解析には 2014 年 11 月 28 日から 2015 年 5 月 31 日までのデータを使用する。この期間は、活動期開始 3 日後から活動期最後の火口底陥没 (図 2.3h) の約 1 ヶ月後までに相当する。

地震動・空振データには、爆発にともなうシグナルが多数みられており、次に示す順に観測点へ到来した。まず、KAF 観測点に地震動が到来する (t_s , 図 3.2a)。この地震動の主なエネルギーは 2–15 Hz の範囲に分布していた。Zobin and Sudo (2017) では 10–13 Hz のシグナルが爆発地震に起因すると解釈されている。その後、1 s ほど遅れて空振が ACM 観測点に到来する (t_i , 図 3.2b)。空振波形の初動部は、最初に 2 Hz 付近のシグナルが増幅した後、少し遅れて 15 Hz 付近のシグナルがそれに重畳するという特徴を示した。時期によっては 4 Hz 付近のシグナルが目立つ場合もあった。また、初動部よりも前から継続して 0.5 Hz 程度の成分が存在しており (図 3.2c)、この成分はマグマヘッドより上部の火道内空間での共鳴に起因すると予想される (Yokoo et al., 2019)。マグマヘッドの深さ推定には、地震動と空振のシグナル到来時間差 $\Delta t (= t_i - t_s)$ と、0.5 Hz 付近にみられる空振の卓越周波数 f_0 の 2 つの観測値を用いる。

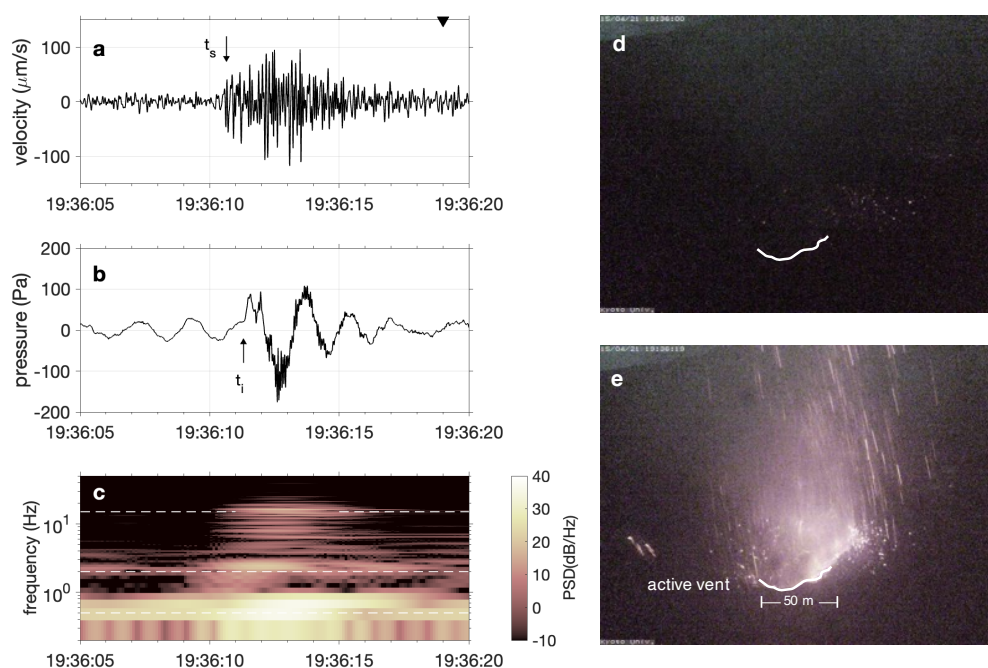


図 3.2 ストロンボリ式噴火発生時の地震波形・空振波形 (2015 年 4 月 21 日 19:36)。a : 地震波形。b : 空振波形。c : 同時刻の空振のスペクトログラム。d, e : 爆発発生前後の火口カメラ画像 (それぞれ 19:36:00, 19:36:19)。a に示す黒三角は e の撮影時刻を示す。c の白破線は、下から順に 0.5 Hz、2 Hz、15 Hz を示す。多くのイベント波形に共通して、地震動到来 (t_s) の約 1 s 後に空振が到来する (t_i)。空振の初動部は、まず 2 Hz 程度のシグナルが増幅した後、15 Hz 付近のシグナルがそれに重畳する。

3.2 イベント検出

地震動・空振データには、活動期を通して図 3.2 に示したような爆発にともなうシグナルが多数みられていた。そこで、これらを STA/LTA 法 (Allen, 1978) によって検出した。地震動と空振のデータそれぞれに対して、長時間窓 40 s、短時間窓 1 s の計算窓を用いて STA/LTA 値を算出した。

空振データには、爆発発生時以外にも火道内共鳴に由来する定常的な振動がみられることから、着目する周波数成分ごとにバンドパス波形を作成してイベント検出を行った。爆発時の空振シグナルは、0.5 Hz、2 Hz、15 Hz 付近に主要なエネルギーを持っていた (図 3.2c)。時期によっては、4 Hz 付近にもピークがみられたため、この 4 つの周波数成分を用いた。0.5 Hz 成分 (0.4–0.8 Hz バンドパス波形)、2 Hz 成分 (1.5–3 Hz バンドパス波形)、4 Hz 成分 (3–6 Hz バンドパス波形)、15 Hz 成分 (10–20 Hz バンドパス波形) で STA/LTA 値を計算し、

$$0.5\text{Hz} : \text{STA/LTA} > 1.5 \quad (3.1)$$

$$2\text{Hz} : \text{STA/LTA} > 2 \quad (3.2)$$

$$4\text{Hz} : \text{STA/LTA} > 2 \quad (3.3)$$

$$15\text{Hz} : \text{STA/LTA} > 2.5 \quad (3.4)$$

式 (3.1)–(3.3) のいずれか、かつ式 (3.4) を満たすものを空振イベントと定義した。この条件を初めて満たす時刻を、空振イベントの検出時刻 t_{di} とした。なお、この時刻は STA 窓の最後の時刻に該当する。風ノイズの影響を軽減させるため、気象庁阿蘇山観測点における風速 (10 分値) が 7.74 m/s を超える時間帯は、検出対象外とした (Yokoo et al., 2019)。また、生波形での正圧最大振幅が 3 Pa を下回るイベントも除外した。この結果、活動期全体で空振イベント 212,644 個を検出した (図 3.3)。

また、地震動データを用いて STA/LTA 値を算出し、STA/LTA 値が 2 を超えた場合を地震イベントと定義した。この条件を初めて満たす時刻を地震イベントの検出時刻 t_{ds} とした。空振と同様に、風速が 7.74 m/s を超える時間帯は除外し、生波形での正の最大振幅が $10 \mu\text{m/s}$ を下回るものも取り除いた。その結果、地震イベント 408,910 個を検出した (図 3.3)。地震イベントの検出数は、空振イベントの検出数の 2 倍程度であった。

次に、近い時刻に連動して起こっている空振イベントと地震イベントを合わせて、爆発イベントと定義した。空振イベントの検出時刻 t_{di} の $-4 \sim +1$ s の間に地震イベントの検出時刻 t_{ds} が含まれていたものを爆発イベントとした。この結果、総爆発イベント数は 107,988 個となった (図 3.3)。イベント数は、マグマ噴火が終了した 2015 年 5 月 3 日の火口底陥没イベントを境に、大きく減少した。

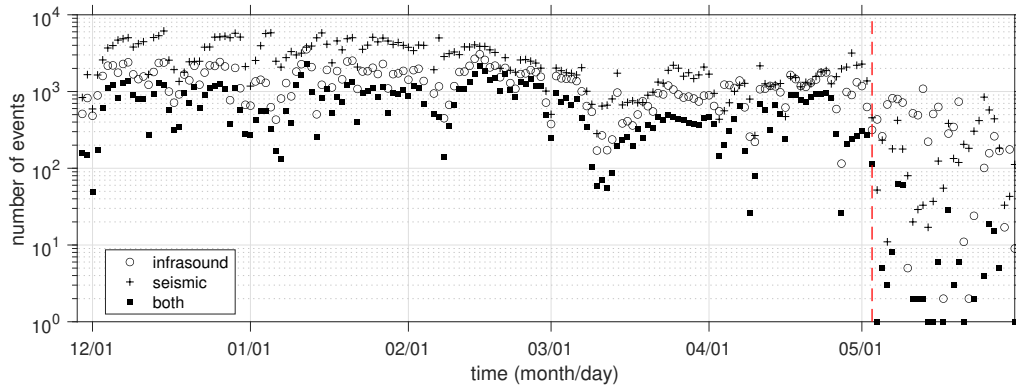


図 3.3 検出イベント数の時間変化。白丸が空振イベント、+ が地震イベント、黒四角が爆発イベントである。赤破線は火口底陥没が発生した 2015 年 5 月 3 日を示しており、これ以降イベント数が減少している。

3.3 波形特徴

検出した爆発イベントの波形は、時期によってその周波数構造が変化した。そこで空振および地震波形のそれぞれに対して、波形タイプ分類を行った。

3.3.1 空振波形タイプ

爆発イベントの空振の周波数スペクトルには、活動期を通して 0.5 Hz 付近に顕著なエネルギーの集中がみられた (図 3.4)。また、2, 4, 15 Hz 付近の周波数成分の大きさが時間変化していた。特に次の 5 つの時期に顕著な特徴が表れた。まず、12 月中旬～1 月上旬にかけての時期は、他の時期に比べて 4 Hz 付近がやや目立つ (図 3.4-i)。次に、2 月上旬～3 月上旬にかけての時期には、他の時期に比べて 15 Hz のエネルギー集中が目立つ (ii)。その後の 3 月下旬～4 月上旬にかけての時期は、15 Hz 成分があまり目立たなくなる (iii)。続く 4 月中旬～4 月下旬には、他の時期に比べて 2 Hz に強いエネルギー集中がみられる (iv)。最後に、5 月上旬には、2 Hz より大きい周波数帯域が全体的に強くなった様子がみられた (v)。

この特徴的な周波数構造の時期の波形をもとに、まず大きく 5 つのタイプを定義した。

- IL タイプ：2 Hz (Low Frequency) が目立つ (図 3.5a)。
- IM タイプ：4 Hz (Middle Frequency) が目立つ (図 3.5b)。
- IH タイプ：15 Hz (High Frequency) が目立つ (図 3.5c)。
- lh タイプ：15 Hz (high Frequency) が小さい (図 3.5e)。
- IA タイプ：全ての周波数 (All; 2, 4, 15 Hz) が目立つ (図 3.5f)。

一方、上記に挙げた以外の時期には 2 Hz、4 Hz、15 Hz にピークを持つものの、上記のタイプに分類できる

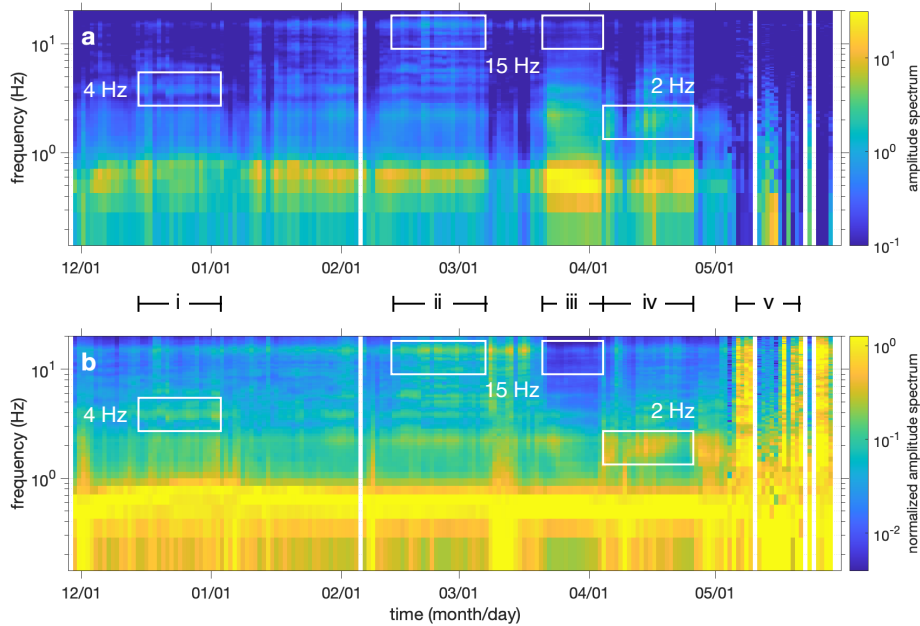


図 3.4 空振の周波数スペクトルの時間変化。イベントごとに 7 秒の時間窓で周波数スペクトルを計算し、1 日ごとに平均をとった。a は単純平均、b は 0.5 Hz 成分 (0.4–0.8 Hz 成分の平均値) で正規化した後に平均した値を示す。(i)–(v) の時期に目立った特徴がみられる。

ほど特定の周波数に明瞭な特徴がないイベントがみられていた (図 3.5d)。これを標準タイプ (IN; Normal) として加え、計 6 タイプを定義した。

検出した全イベントをこの 6 つの波形タイプに分類した。分類には、0.5 Hz 成分に対する 2 Hz、4 Hz、15 Hz 成分の大きさの比を使った。まず、各イベントの周波数スペクトル (7 秒窓) を計算し、スペクトル成分ベクトル \mathbf{x} を定義する。このベクトルは、 $\mathbf{x} = (x_L, x_M, x_H)$ で定義される。 x_L 、 x_M 、 x_H は、それぞれ 0.5 Hz 成分に対する 2 Hz 成分、4 Hz 成分、15 Hz 成分の大きさである。これらの値は、0.4–0.8 Hz 成分の平均値を用いて正規化した振幅スペクトルの、それぞれ 1.5–3 Hz 帯、3–6 Hz 帯、10–20 Hz 帯の平均値の常用対数を取ったものである (図 3.5; この 4 つの周波数帯は図中の周波数スペクトルの灰色の網掛け領域に対応する)。各タイプの特徴を持つ S/N の良いイベントをそれぞれ 20 個ずつ選出し、それらのスペクトル成分ベクトル \mathbf{x} を 3 次元空間にプロットすると図 3.6 のようになる。この図から、上記 6 タイプは x_L 、 x_M 、 x_H の値の違いで 3 次元空間上の異なる領域に分布することがわかる。したがって、各タイプごとに代表位置 \mathbf{x}_t を定義し、この代表位置との距離 R が最も小さくなるタイプに全イベントを分類した。

各波形タイプの代表位置は \mathbf{x}_t は、図 3.6 に示した各タイプにつき 20 個のイベントの平均値をもとに決定した。しかし、これらのイベント選出の恣意性の影響を減らすために、最終的に分類に用いた代表位置 \mathbf{x}_t は、k-means 法とよばれるクラスタリング手法を参考にして (たとえば Anzieta et al., 2019; Witsil and Johnson, 2020)、以下の手順で繰り返し計算を実施し決定した (付録 A, 図 A.1)。まず、図 3.6 に示した 20 イベントの

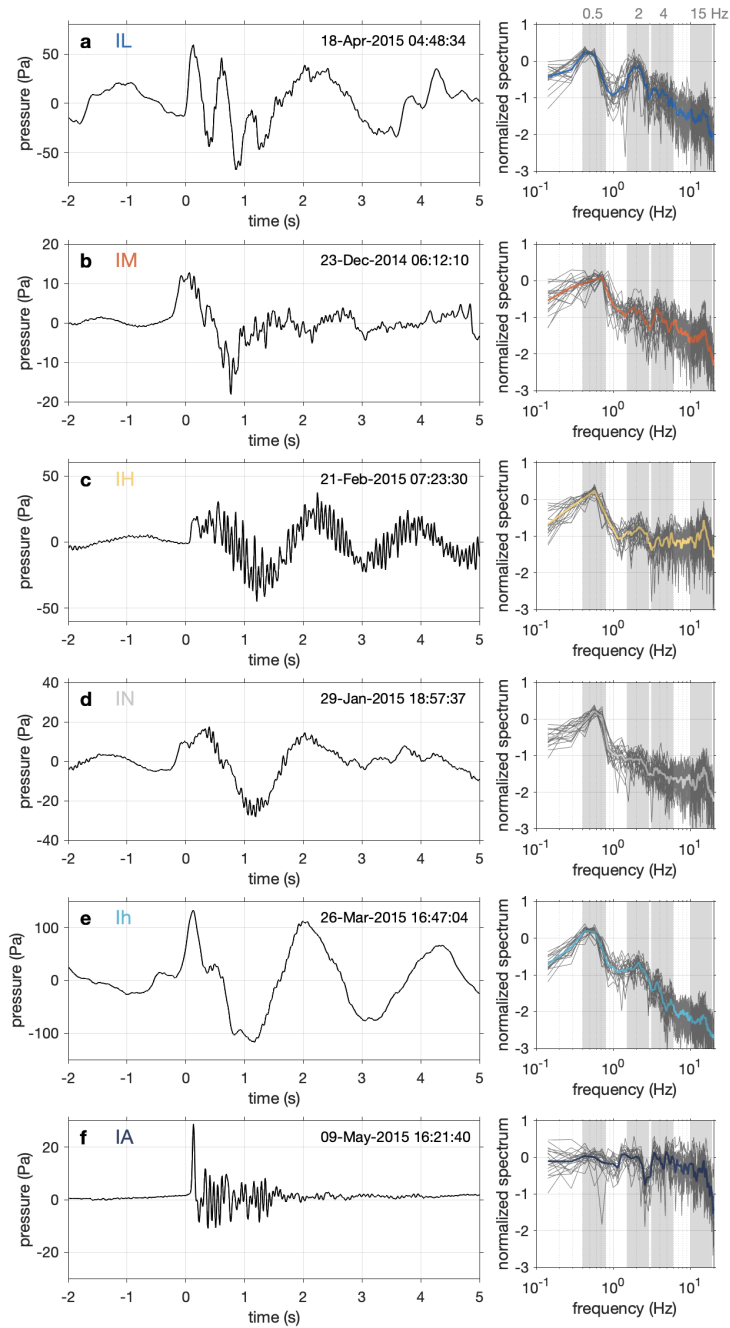


図 3.5 代表的な空振波形 (左列) とその周波数スペクトル (右列)。右列には、代表イベント 20 個の振幅スペクトル (灰細線) とその平均値 (太線) を示す。0.5 Hz 成分 (0.4-0.8 Hz 成分の平均値) を用いて正規化している。灰色の網掛け部は、左から 0.5 Hz 成分 (0.4-0.8 Hz)、2 Hz 成分 (1.5-3 Hz)、4 Hz 成分 (3-6 Hz)、15 Hz 成分 (10-20 Hz) である。なお、スペクトル値は常用対数をとった値である。a : IL タイプ。2 Hz 成分が目立つタイプの波形である。b : IM タイプ。4 Hz 成分が目立つタイプの波形である。c : IH タイプ。15 Hz 成分が目立つタイプの波形である。d : IN タイプ。標準的な波形で最も多く検出されたタイプの波形である。e : lh タイプ。15 Hz 成分が顕著に小さい波形である。f : IA タイプ。全ての成分が同程度の大きさで、パルス状の見た目をした波形である。

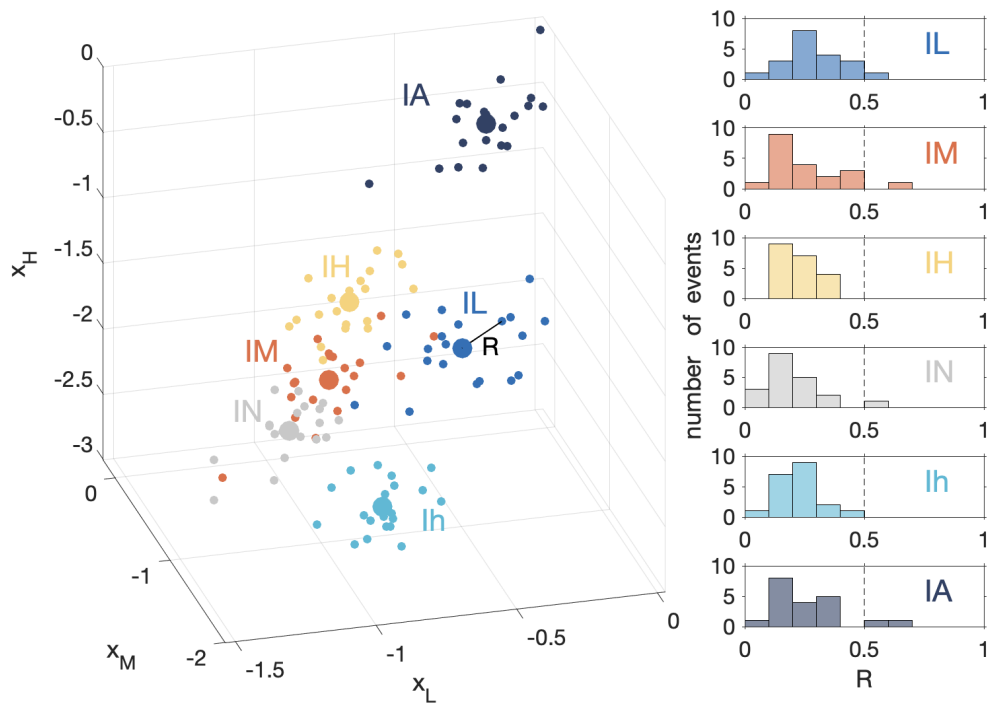


図 3.6 各タイプの代表イベント（20 個）のスペクトル成分ベクトル \mathbf{x} の 3 次元分布。各色の点が個々のイベントを表し、大きな点は各タイプ 20 イベントの平均位置である。この平均位置と各イベントの距離 R の分布を右側のヒストグラムに示す。ほとんどの点が $R < 0.5$ の範囲に収まる。

平均値を \mathbf{x}_t の初期値として全イベントを分類する。その後、分類された各タイプの集団の重み付け重心位置 \mathbf{x}_{wm} を計算する（付録 A）。そして、各タイプの代表位置 \mathbf{x}_t と重心位置 \mathbf{x}_{wm} の距離 R_t を計算する。 R_t が 0 でない場合、重心位置 \mathbf{x}_{wm} を各タイプの代表位置 \mathbf{x}_t として、再度全イベントを分類する。全てのタイプの R_t が 0 になるまでこれを繰り返す（図 A.2）。なお、すべてのタイプの代表位置から離れており、どの代表位置との距離も 0.5 を超えるイベントについては、タイプ判定不能とした。

各波形タイプの重心位置 \mathbf{x}_{wm} の計算には、タイプごとに異なる重み付けを行った。これは、繰り返し計算の過程で、最初に意図した各タイプの周波数構造の特徴が失われてしまうことを避けるためである。重み付けは、ベクトル 3 成分 (x_L, x_M, x_H) のうち、各タイプに特徴的な成分のみを強める（あるいは弱める）ように付与した（付録 A）。たとえば、 x_H 成分が大きいことが特徴である IH タイプの場合、 x_H の値がより大きいイベントの x_H に重みを与えて、分類されたイベントの重心を計算した。逆に、 x_H 成分が小さい Ih タイプでは、 x_H の値がより小さいイベントの x_H に重みを与えた。また、繰り返し計算の過程で、代表値が意図しないところに大きく動いてしまうことを避けるため、IL、IM、Ih の 3 タイプには 3 成分の大小関係に拘束条件を与えた（付録 A、表 A.1）。

図 3.7a に分類された各タイプの平均スペクトルを示す。各タイプの周波数構造の特徴が保持されているこ

とがわかる。全イベントの約4割がINタイプに分類され、続いてIH、lh、IL、IM、IAの順に多く分布した(図3.7b)。判定不能となったのは全体の5%であった。また、時期によって、主要なタイプが顕著に変化していた(図3.8)。1月ごろまでは多様なタイプが混在するが、1月以降の主要なタイプはIN、IH、lh、ILと変遷した。活動期終盤の4月にはILタイプが卓越していたが、4月下旬に一時的にINタイプが増加した。IAタイプは最も数が少なかったが、主に活動期最後の陥没イベント後に確認された。したがって、この主要なタイプの時間変化にもとづいて、解析期間を以下の6つの時期に分割した(図3.8c)。

- 期間 P1 : 2014/11/25–2015/01/08
- 期間 P2 : 2015/01/09–2015/01/31
- 期間 P3 : 2015/02/01–2015/03/20
- 期間 P4 : 2015/03/21–2015/04/03
- 期間 P5 : 2015/04/04–2015/05/03
- 期間 P6 : 2015/05/04–2015/05/31

なお、活動期最後に発生した火口底陥没(2015年5月3日)は、期間P5の最終日に相当し、マグマ噴火が発生していたのは期間P1–P5の間である。

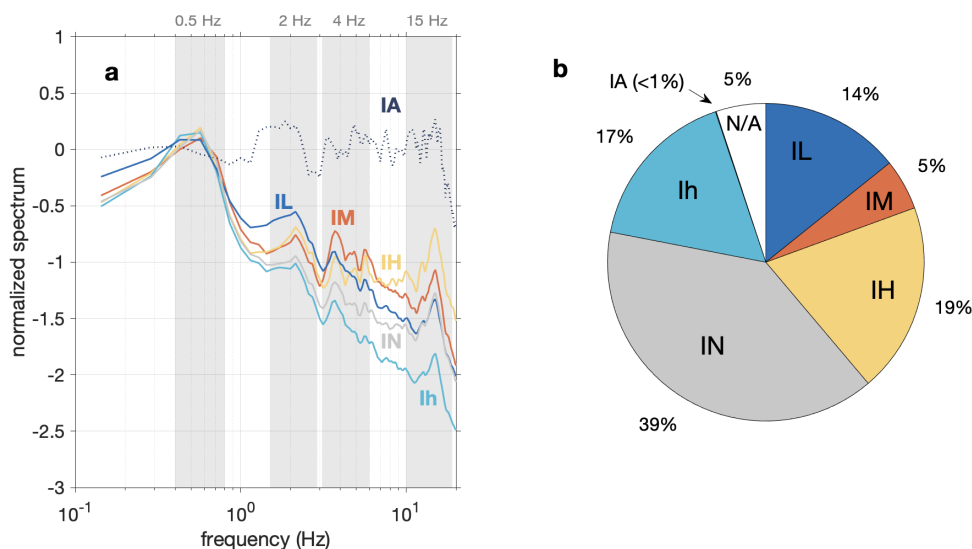


図 3.7 空振の波形タイプ分類結果。a : 各タイプの平均の周波数スペクトル。灰色の網掛け部は、左から 0.5 Hz 成分 (0.4-0.8 Hz)、2 Hz 成分 (1.5-3 Hz)、4 Hz 成分 (3-6 Hz)、15 Hz 成分 (10-20 Hz) を示す。b : 全イベントのタイプ内訳。IN タイプが最も多く、判定不能 (N/A) は 5% だった。

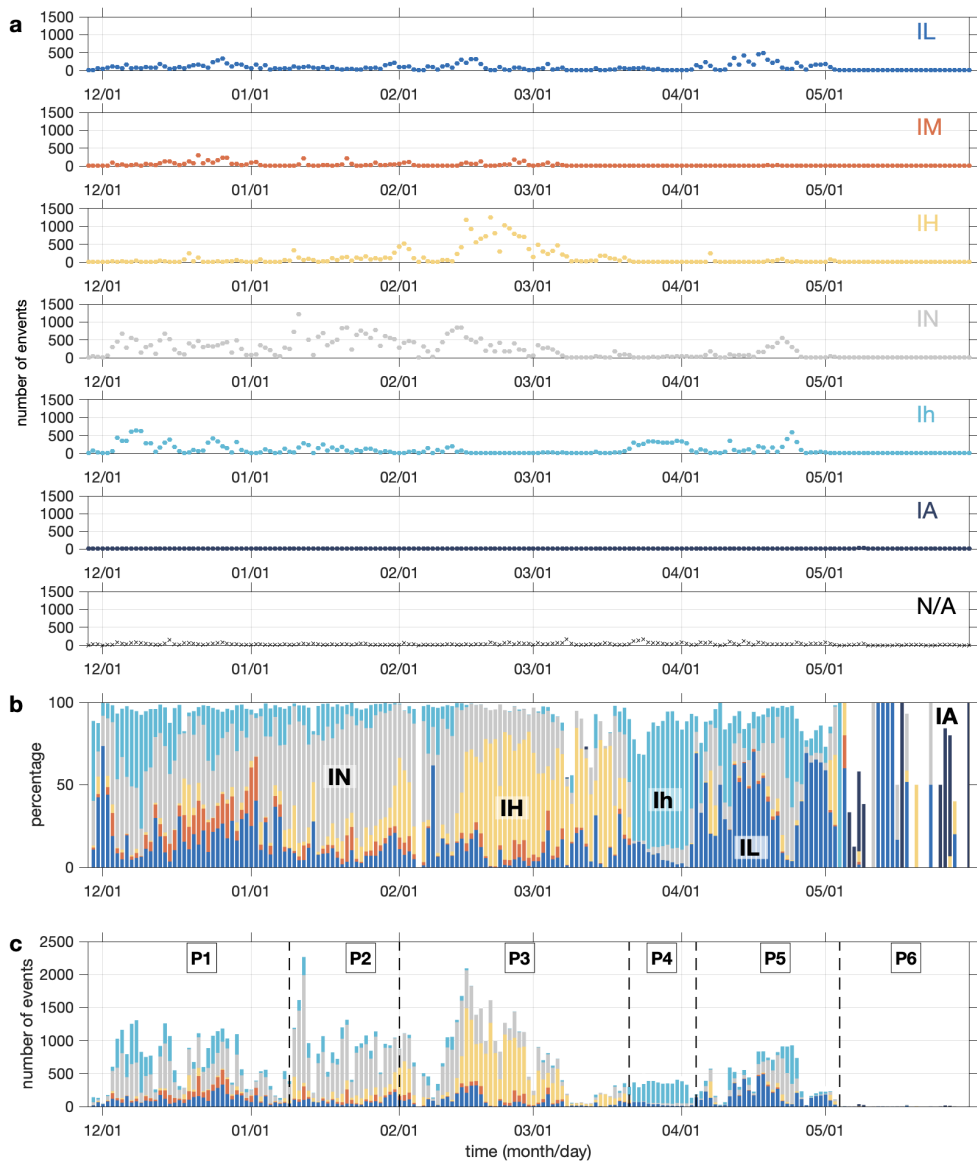


図 3.8 空振の波形タイプの時間変化。a: 各タイプのイベント数の変化。b: 1日ごとのタイプ内訳。1日の全イベント数中の各タイプの割合を示す。c: 1日ごとの各タイプのイベント数(積算)。b,cの棒グラフの色は、aの各タイプの色に対応している。判別不能のイベントのみ、棒グラフの色を白にしている。1月初めまでは多様なタイプが混在するが(期間 P1)、1月以降 IN(期間 P2)、IH(期間 P3)、Ih(期間 P4)、IL(期間 P5)の順に主要なタイプが変化する。IAタイプは、主に火口底陥没後(期間 P6)に確認された。

3.3.2 地震波形タイプ

地震動の周波数構造は、活動期の前半と後半でその特徴が変化した（図 3.9）。噴火開始から数ヶ月間は、主に 10 Hz 以上の高周波成分にエネルギーの集中がみられる。一方で、活動期の終盤（4 月以降）になると、10 Hz 以下の成分が 10 Hz 成分以上の成分に匹敵あるいは上回るほどのエネルギーを持つ。このような特徴を踏まえて、各イベントの周波数スペクトルの近似直線の傾きで 2 つの波形タイプに分類した（図 3.10）。スペクトルの作成には 3 秒間の波形を使用した。10–20 Hz 成分の平均値を用いて正規化し、3–15 Hz の範囲のスペクトルから近似直線を作成した。近似直線の傾きが正になり高周波側のエネルギーが大きくなるタイプを SH、逆に傾きが負になり低周波側のエネルギーが大きくなるタイプを SL とした。この結果、過半数を超えるイベントが SH に分類された。期間 P1–P4 は SH の割合が SL を上回る日が多かったが、期間 P5 になると SL の割合が顕著に増加した（図 3.11）。

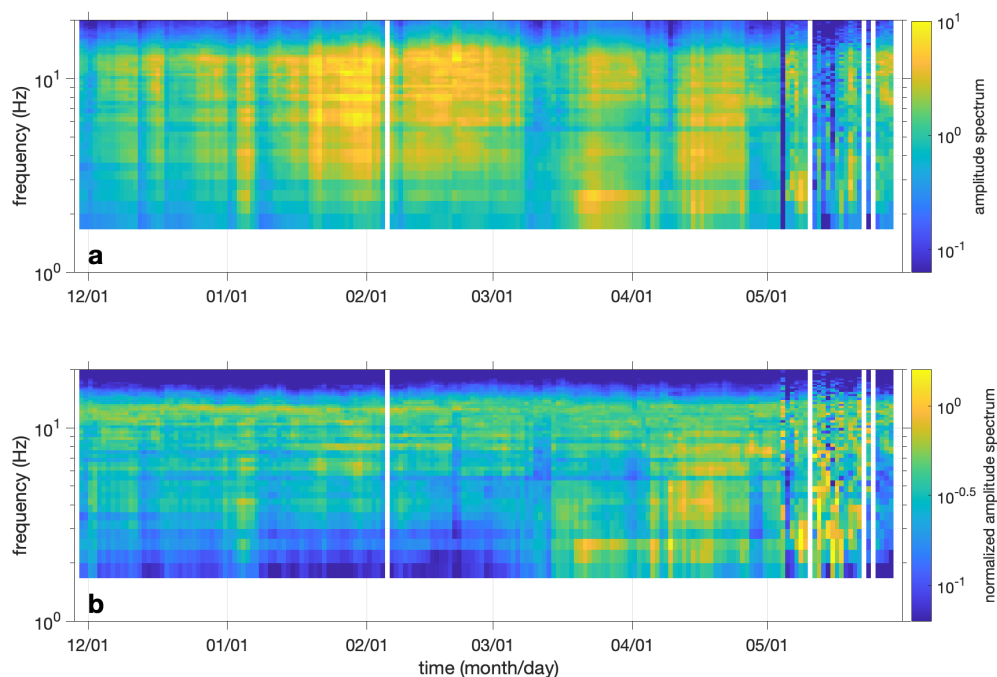


図 3.9 地震動の周波数スペクトルの時間変化。各イベントの周波数スペクトルを計算し、1 日ごとに平均をとった。a は単純平均、b は 10–20 Hz 成分の平均値で正規化した後に平均した値を示す。3 月頃までは高周波側 (>10 Hz) に主なエネルギーを持つが、4 月ごろから顕著に低周波側 (<10 Hz) にもエネルギーを持つようになる。

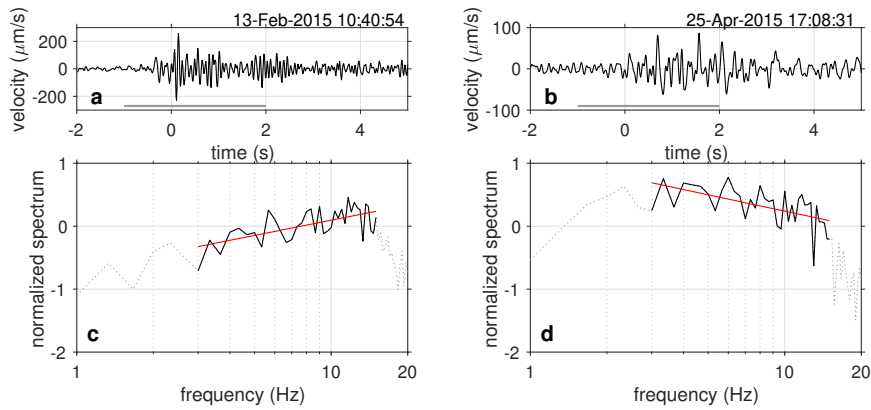


図 3.10 地震波形タイプの代表波形 (a,b) と周波数スペクトル (c,d)。周波数スペクトルは、3 秒間の波形（波形下黒線部）から計算され、10-20 Hz の平均値を用いて正規化されている。3-15 Hz の範囲のスペクトルの近似直線を赤線で示す。a : SH タイプ。10 Hz 以上の高周波側に主要なエネルギーを持ち、周波数スペクトルの近似直線の傾きが正になる。b : SL タイプ。10 Hz 以下のエネルギーが大きくなり、周波数スペクトルの近似直線の傾きが負になる。

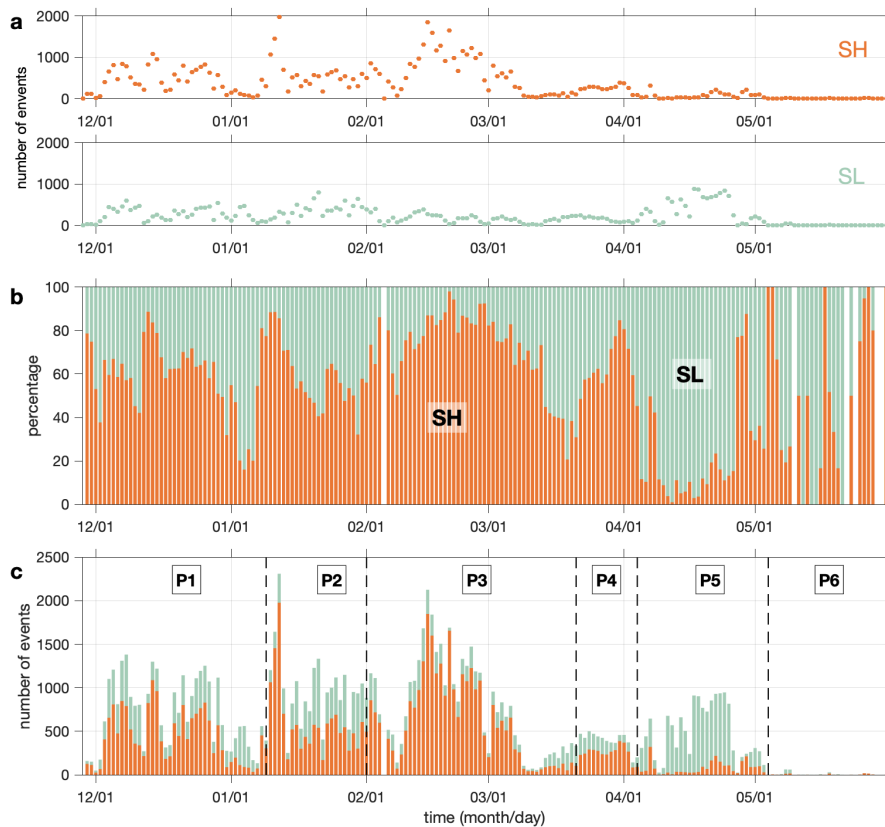


図 3.11 地震波形タイプの時間変化。a : 各タイプのイベント数の時間変化。b : 1 日ごとのタイプ内訳。1 日の全イベント数中の各タイプの割合を示す。c : 1 日ごとの各タイプのイベント数（積算）。b,c の棒グラフの色は、a の各タイプの色に対応している。4 月初めまで（期間 P1-P4）は SH タイプが卓越するが、4 月上旬以降（期間 P5）に SL タイプが顕著に増加する。

3.4 シグナル到来時間差と空振の卓越周波数

マグマヘッドの深さ推定には、観測された地震動・空振のシグナル到来時間差 (Δt) および空振の卓越周波数 (f_0) を用いる。したがって、各イベントのシグナルの到来時刻を読み取って Δt を取得する。また、空振シグナルの到来時刻を基準に一定の時間窓で空振波形を切り出し、周波数スペクトルを計算して f_0 を取得する。約半年間に検出された多くのイベントを扱うため、シグナルの到来時刻は自動読み取りを実施した。波形特徴の違いによって読み取る位相が変わってしまうことをできるだけ避けるために、分類した波形タイプごとに読み取り基準を設定した。

地震動・空振のシグナル到来時刻の読み取りには、STA/LTA 法を使用した。空振の到来時刻の読み取りには生波形を、地震動の到来時刻の読み取りは 10–20 Hz バンドパス処理波形を用いた。シグナル到来時刻の検出の時間分解能を上げるために、イベント検出に用いたものよりも短い時間窓（短時間窓 0.1 s、長時間窓 1 s）を使用した。シグナル到来時刻は空振、地震動の順に決定した。空振の検出時刻 t_{di} の前後 $-4 \sim +2$ s の範囲の空振波形を用いて STA/LTA 値を計算し、その最大値を探す。STA/LTA 値が最大値の α 倍を初めて超えた時刻をシグナル到来時刻と定義した。ここで α は 0–1 の範囲の定数であり、この値を波形タイプごとに決定した（表 3.1）。各タイプにつき 60 イベントを無作為に抽出し、これらの到来時刻の手動読み取り時刻と自動読み取り時刻の差の平均が 0 に近づくような α を採用した（付録 B）。空振の到来時刻を決定した後、その前後 $-4 \sim +2$ s の地震波形から地震動の到来時刻を同様の手順で決定した。

自動読み取り時刻は、手動読み取り時刻とは必ずしも一致しない。そのため、自動読み取りによるシグナル到来時刻の読み取り誤差の評価を行なった。各波形タイプにおいて、手動読み取り時刻と自動読み取り時刻の差の分布を、読み取り誤差の分布であると考えて（付録 B）、全タイプペア（12 通り）に対して、シグナル到来時間差 Δt の読み取り誤差分布を作成した（図 3.12）。各イベントの自動読み取りで決まった Δt に対してこの分布を適用して、自動読み取りによる読み取り誤差を評価した Δt の分布を得た。

読み取り誤差を評価した Δt の分布の時間変化を図 3.13b に示す。得られた Δt の分布を各日のイベント数で割り、確率密度関数（Probability density function; PDF）として Δt の分布を示している。0–1 s の範囲に多くのイベントが分布した。噴火開始から 3 月ごろまで（期間 P1–P3）は、0.5 s 付近にピークがみられ大きな変動はない。期間 P4 で一度 0 s 付近まで減少するが、期間 P5 には 0.7 s 付近にまで増加する。図 3.14 には、地震波形・空振波形のタイプペア全 12 通りの Δt 分布の時間変化を示すが、タイプによる分布の大きな差はみられなかった。

マグマヘッドの深さ推定に必要なもう一つの観測値である空振の卓越周波数 (f_0) も、その時間変化を算出した。各イベントの空振の到来時刻を基準に 40 s 間の波形を抜き出し（ $-10 \sim 30$ s）、振幅スペクトルを計算した。その 0.1–1 Hz の範囲のスペクトル形状を正規化し、1 日あたりの全検出イベントを重ね合わせてイベント数で割ることで、その日の f_0 の分布を得た（付録 C）。図 3.13c に f_0 の分布の時間変化を示す。 f_0

のピークは、期間 P1 で 0.5 Hz から 0.7 Hz 程度にまで増加するが、その後の期間 P2 で減少し、期間 P3 は 0.5–0.6 Hz 付近に停滞する。その後、期間 P4 に 0.4 Hz 付近まで低下したのちに、期間 P5 で再度 0.5 Hz 程度まで増加した。この傾向は、地震波形および空振波形のタイプペアの別によらない (図 3.15)。なお、1 日あたりの爆発イベント数が 210 以下の日は、 Δt 、 f_0 共に、その分布が大きくばらつき、明瞭なピークがみられなかったため、深さ推定の解析対象外とした (図 3.13a)。

深さ推定の際には、得られた Δt と f_0 の分布からマグマヘッドの深さと火道内音速の分布を取得する (詳細は第 4 章)。1 日ごとに図 3.16 のような Δt と f_0 の 2 次元の PDF 分布を作成した (付録 C)。

表 3.1 各波形タイプの α

空振波形タイプ	α	地震波形タイプ	α
IL	0.90	SH	0.85
IM	0.65	SL	0.85
IH	0.60		
IN	0.70		
Ih	0.70		
IA	0.75		

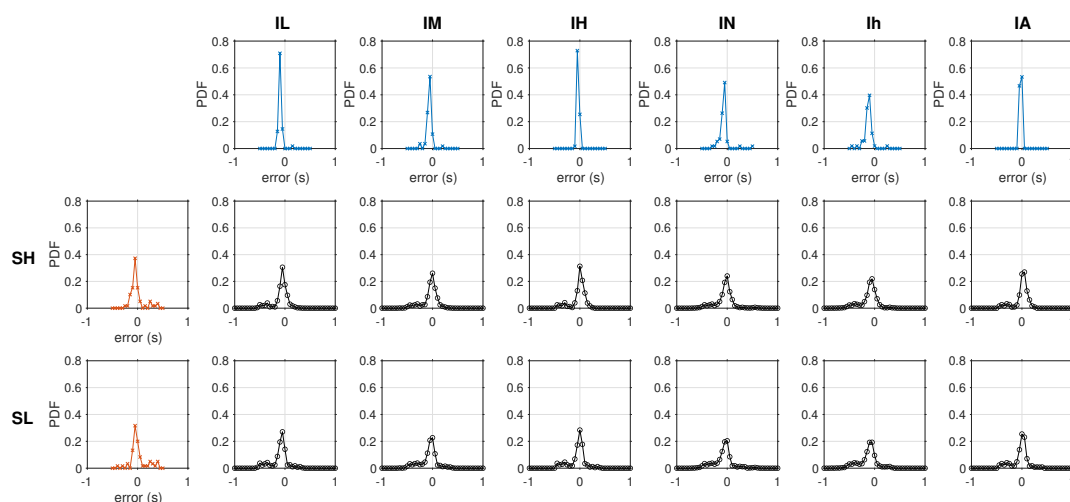


図 3.12 シグナル到来時間差 Δt の読み取り誤差分布。地震波形タイプ 2 種類 (縦列) と空振波形タイプ 6 種類 (横列) の組み合わせにより、全 12 通りの Δt の誤差分布を示す (黒線)。赤線および青線で示されたのは、 Δt の誤差分布の作成に用いた地震動・空振の到来時刻の読み取り誤差分布である。

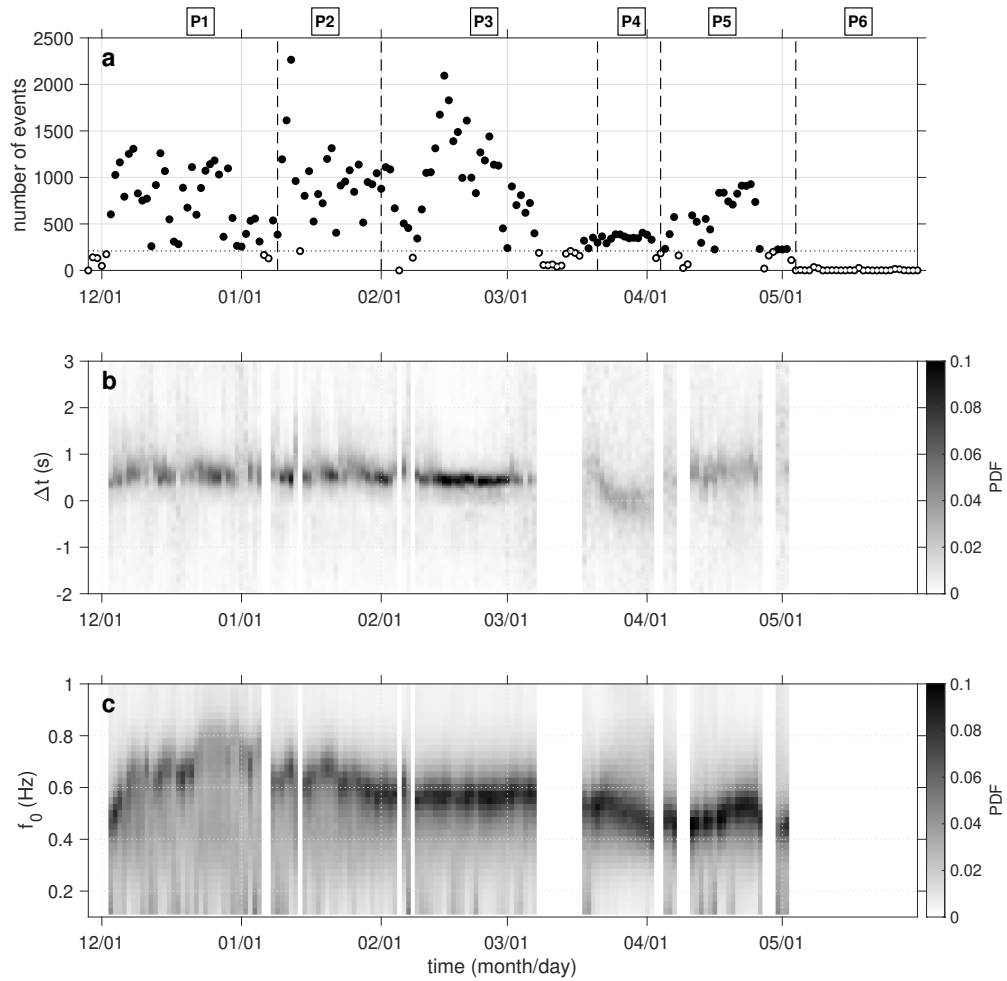


図 3.13 観測されたシグナル到来時間差 (Δt) と空振の卓越周波数 (f_0) の時間変化。a: 1日あたりの爆発イベント数の時間変化。イベント数が 210 (黒点線) を下回る日は、 Δt 、 f_0 ともにばらつきが大きく、マグマヘッドの深さの制約が難しいことが予想されるため、深さ推定の解析対象から除外した (白丸)。b: シグナル到来時間差 (Δt) の時間変化。c: 空振の卓越周波数 (f_0) の時間変化。

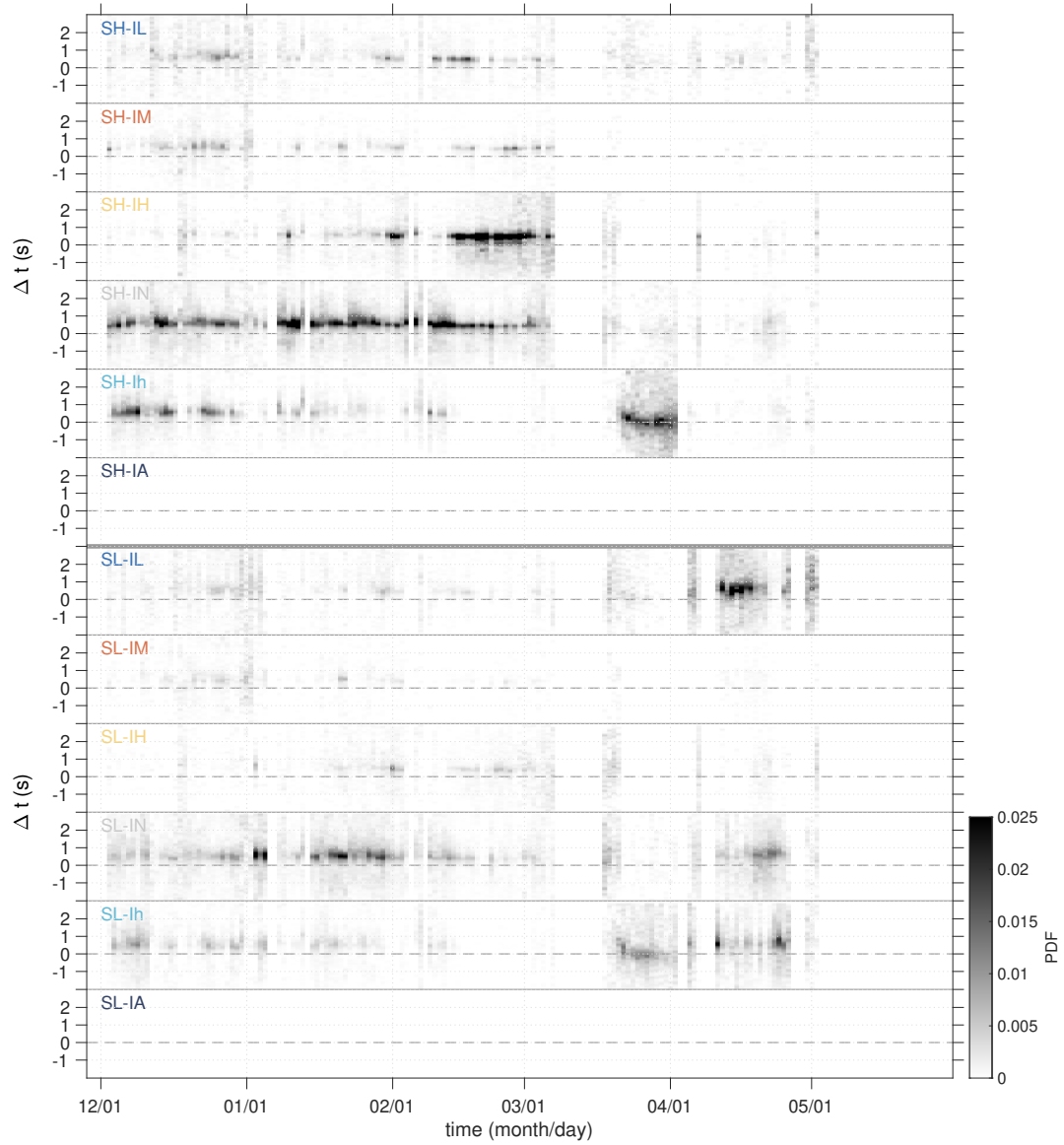


図 3.14 地震波形・空振波形タイプペア（全 12 通り）のシグナル到来時間差 (Δt) の時間変化。上 6 行が地震波形タイプ SH と空振波形 6 タイプのペア、下 6 行が地震波形タイプ SL と空振波形 6 タイプのペアの分布を示す。

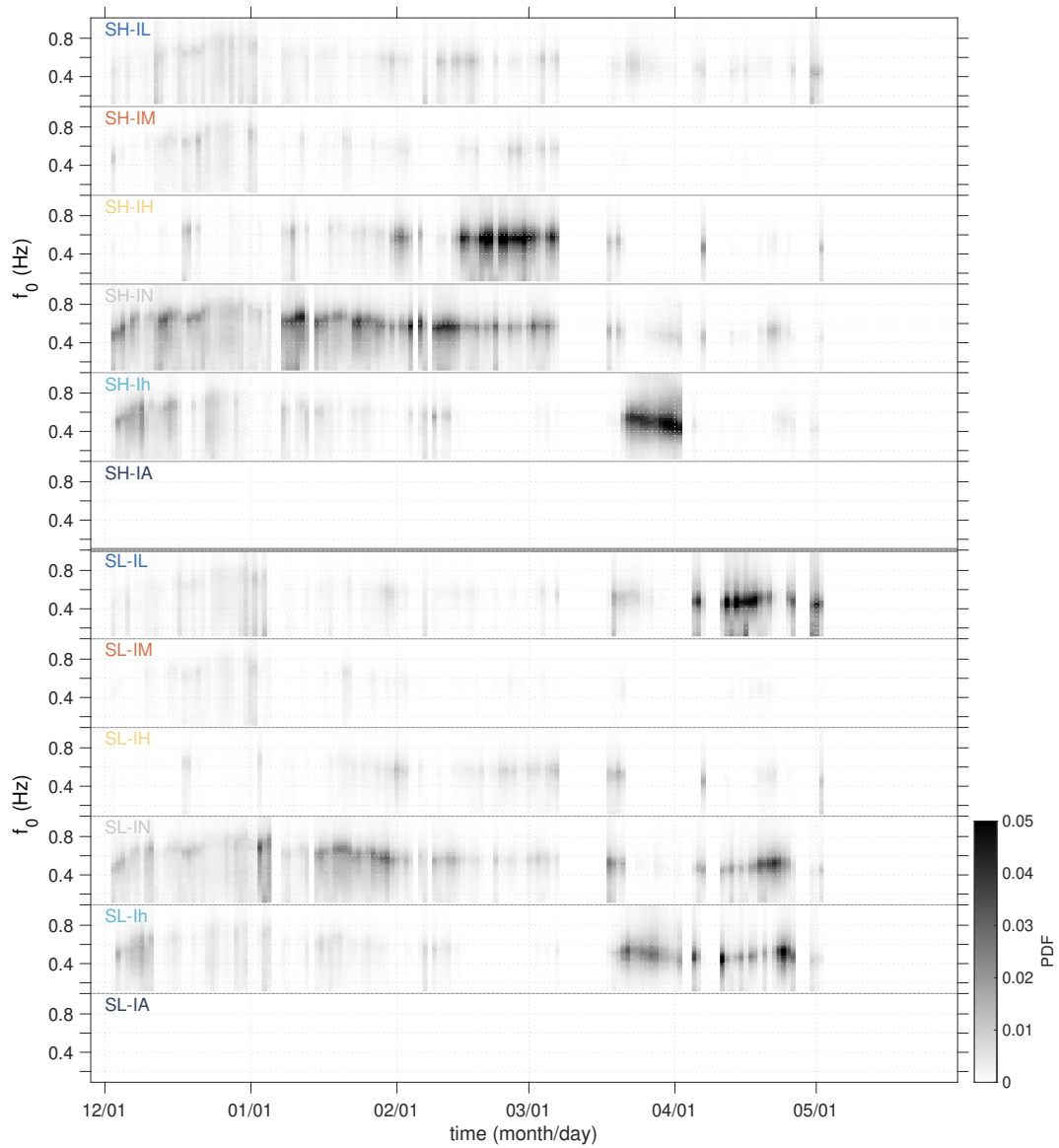


図 3.15 地震波形・空振波形タイプペア（全 12 通り）の空振の卓越周波数 (f_0) の時間変化。表記方法は図 3.14 と同様である。

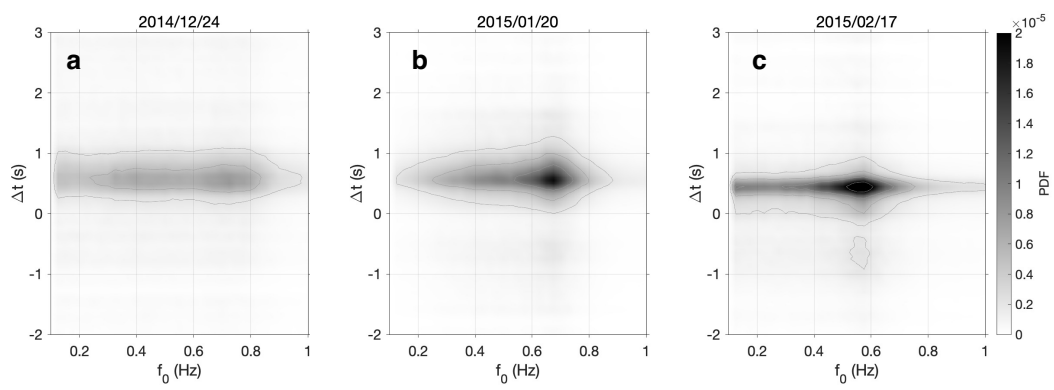


図 3.16 観測値の PDF 分布の例。横軸に空振の卓越周波数 (f_0)、縦軸にシグナル到来時間差 (Δt) を示す。a : 2014 年 12 月 24 日。b : 2015 年 1 月 20 日。c : 2015 年 2 月 17 日。

第 4 章

マグマヘッドの深さ推定手法の提案

本章では、複数の観測値を適切に説明し得るマグマヘッドの深さを推定するために、従来使われていた 2 つの手法を組み合わせた推定手法を提案する。組み合わせる 2 つの手法は、空振の卓越周波数 f_0 を用いる手法 (たとえば Johnson et al., 2018b) と地震動・空振のシグナル到来時間差 Δt を用いる手法 (たとえば Ripepe et al., 2001) である。この 2 つの手法は、マグマヘッドの深さ、火道内音速を共通の変数として持つため、組み合わせることによって深さと音速を同時に制約できる。また、空振の倍音成分を使用して火道形状を制約する。ここでは、活発なストロンボリ式噴火の観測されていた 2015 年 4 月下旬のデータを例に用いて、深さの推定手法を提案する。4.1 で本研究で仮定するシグナル励起過程の基本モデルを示した後、4.2 で深さ推定の手法についての詳細を示し、取得されたデータセットに合わせてモデルの修正を行う。4.3 でその推定結果を示す。

4.1 シグナル励起の基本モデル

まず、ここでは本研究で仮定するシグナル励起の基本モデルを示す (図 4.1)。阿蘇火山の活動期において、空振の周波数スペクトルには、表面現象によらず 0.5 Hz 付近に明瞭なピークが見られていた。これは、マグマヘッドより上部の火道内の空間における共鳴周波数であると考えられる (Yokoo et al., 2019)。爆発の発生や定常的なガスの噴出によってこの空間での共鳴が励起され、空間のサイズと火道内の音速で規定された共鳴周波数が、空振の卓越周波数 f_0 として観測される。したがって、空振の卓越周波数 f_0 はマグマヘッドの深さ d と火道内音速 c を変数として、 $f_0 = \mathcal{F}(d, c)$ という関係式で表せる。ただし、この関係式は仮定する火道形状による。そこで火道形状は、空振の倍音成分を用いて制約する。

また、ストロンボリ式噴火の発生時には図 3.2 で示したような地震動と空振が記録された。これらのシグナルは、爆発発生時に励起されると考えられる。一般的にストロンボリ式噴火にともなう地震動として、低周波の地震動と高周波の地震動が報告されているが (Ripepe et al., 2001)、高周波の地震動が爆発によって励起されるシグナルとみなされ、低周波の地震動は爆発に前駆するスラグの上昇・形成の際のシグナルと考えられている (Harris and Ripepe, 2007)。阿蘇火山で観測された地震動の主なエネルギーは約 2–15 Hz であり、

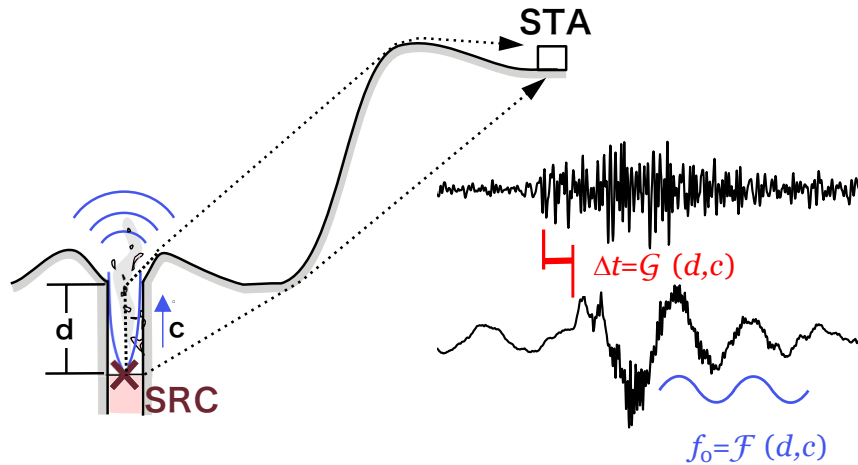


図 4.1 シグナル励起の基本モデル。深さ d のマグマヘッドの表面で発生した爆発 (SRC) によって励起された地震動と空振は、異なる経路・伝播速度で観測点 (STA) まで伝わる。観測点では、これらの到来時間差 Δt が得られる。また、爆発は火道内での共鳴を励起し、観測される空振の周波数スペクトルに明瞭なピーク (f_0) を生む。 Δt と f_0 はいずれもマグマヘッドの深さ d と火道内音速 c の関数として表される。

Zobin and Sudo (2017) では 10–13 Hz のシグナルが爆発地震と解釈されている。そこで、マグマヘッドの表面の中央部において発生した爆発によって地震動と空振が同時に励起され、それぞれ地盤中、大気中を観測点まで伝わると仮定する。地震動の震源と空振の波源が同一ではなく（たとえば、地震動の震源がマグマヘッド表面より深い）、それぞれの励起時刻が異なる可能性も考えられるが、これを考慮すると変数が増加するため、ここでは単純なモデルを採用する。地震動の初動は P 波であり、単一の速度で観測点まで伝播すると考える。空振は火孔から出た後は大気音速で伝播するが、火道内の空間では空間を満たすガスの温度や火山灰の含有率に依存して音速が変化する (Morrissey and Chouet, 2001)。これらをふまえると、地震動と空振の到来時間差 Δt もマグマヘッドの深さ d と火道内音速 c を変数にもつ関数で表せる ($\Delta t = G(d, c)$)。

4.2 マグマヘッドの深さ推定のための統合手法

4.2.1 空振卓越周波数を使用する手法

組み合わせる深さ推定手法のひとつめは、空振の卓越周波数 f_0 を用いてマグマヘッドの深さを推定する手法である。この手法では、マグマヘッドより上部の火道内空間が共鳴器として機能し、共鳴器のサイズに規定された共鳴周波数が空振の卓越周波数として観測されると考える (たとえば Johnson et al., 2018b)。観測された周波数から推定される共鳴器のサイズ (管の長さ) が、火口底からマグマヘッドまでの深さに相当する。Yokoo et al. (2019) では、阿蘇火山で観測された空振の卓越周波数を、片側閉口端の管における気柱共鳴の基本周波数と解釈できることを指摘している。一般的に、気柱の共鳴周波数は、主にその管の長さ、形状 (例えば、円筒、円錐台、ホーンなど)、管内の音速によって決まる。したがって、共鳴周波数から管の長さを推定

するには、形状と音速に対して何らかの値を仮定することが多い。本研究では、卓越周波数が気柱共鳴によるものと考えて、管の長さ（マグマヘッドの深さ）と火道内音速の両方を変数として扱い、同時に推定する。管の形状（以降、これを火道形状と呼ぶ）については、以下の手順で空振の倍音成分を用いて制約する。なお、卓越周波数をヘルムホルツ共鳴として解釈する場合には（たとえば Sciotto et al., 2013）、火道形状を出口部の狭まった「ネック」を持つ形状に限定する必要がある（このネック部の体積が内部の共鳴空間に比べて十分に小さいことがヘルムホルツ共鳴の励起条件である）。ここでは、出口部の狭まった形状以外の可能性も考慮するため、気柱共鳴を仮定する。

火道形状は、空振の倍音成分の周波数から制約することができる。観測された空振のスペクトルには、0.5 Hz 付近にみられる基本モードの共鳴周波数より高周波側にいくつかのピークが存在していた（図 4.2a）。特

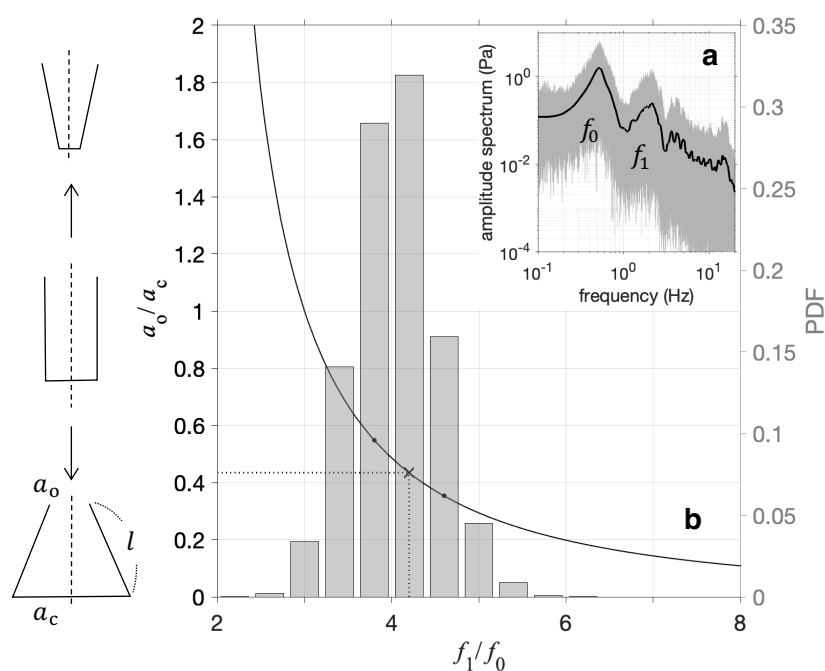


図 4.2 a: 観測された空振の振幅スペクトル。2015 年 4 月 25 日の 1 日分の空振波形データを 10 分窓に分割して作成した振幅スペクトルを示す。灰色の実線は 10 分ごとのスペクトル、黒実線はそれらの平均値にスムージングをかけたものである。0.5 Hz 付近に顕著なピークがみられ、火道内での共鳴の基本周波数 (f_0) であると考えられる。これより高周波側にも複数ピークがみられるが、2 Hz 付近のピークが特に目立ち、これは共鳴の倍音成分 (f_1) と考えられる。b: 理論式 (4.1) から算出された周波数比 f_1/f_0 と円錐台火道の半径比 a_0/a_c の関係 (左軸、黒実線)。 a_0 , a_c は、それぞれ火道の開口端 (open-end) 半径、閉口端 (closed-end) 半径を表す。 $a_0/a_c = 1$ の場合は円筒を意味し、 $a_0/a_c < 1$ の場合、 $a_0/a_c > 1$ の場合は、それぞれ出口の狭まる円錐台、出口の広がる円錐台を意味する (図枠外左)。図中のヒストグラムは、観測された空振スペクトルから計算された f_1/f_0 の PDF 分布である (右軸)。この分布より、 $a_0/a_c = 0.35 \sim 0.55$ となり、深くなるほど火道径の広がる円錐台形状を意味する。深さ推定には、図中のヒストグラムの主要な 3 つのビンに対応する a_0/a_c の値 (黒点と \times) から制約された 3 つの形状を用いた。

に 2 Hz のピークは、ストロンボリ式噴火発生時以外の火山灰の噴出時、ガス噴出時にも明瞭にみられている (Yokoo et al., 2019)。したがって、観測された 2 つのピーク (0.5 Hz と 2 Hz) を気柱共鳴の基本モードと第一倍音として説明できる形状を探す。たとえば、片側閉口端の単純な円筒を考えると、第一倍音 f_1 の周波数は、理論上、基本周波数 f_0 の 3 倍になる。基本モードが 0.5 Hz の場合、 f_1 は ~ 1.5 Hz と見積もられ、2 Hz という観測結果は説明できない。そこで、片側閉口端の円錐台管を考える。この場合、第一倍音と基本モードの周波数比 (f_1/f_0) は、開口端 (open-end) と閉口端 (closed-end) の半径の比 (a_o/a_c) に依存する。円錐台管の共鳴周波数 f は、次の式で表される (Ayers et al., 1985)。

$$\tan\left(\pi \frac{f}{f_{\text{open}}}\right) = \frac{1}{1 - a_o/a_c} \left(\pi \frac{f}{f_{\text{open}}}\right), \quad (4.1)$$

ここで、 f_{open} は両側開口端の管の場合の基本共鳴周波数であり、 $c/2l$ と表せる (l は円錐台の傾斜高さ、 c は音速)。この式から基本共鳴周波数 f_0 と第一倍音 f_1 を計算すると、 f_1/f_0 は、管の長さや音速によらず、 a_o/a_c のみによって一意に決まる (図 4.2b 黒線)。つまり、観測された f_0 と f_1 から、火道の半径比 a_o/a_c を制約することができる。実際に観測された f_1/f_0 の分布を、図 4.2b のヒストグラムに示す。この分布は、1 日の波形データを 10 分ごとに分割し、その波形から計算された振幅スペクトル (10 分窓) の形状を反映して、以下の手順で計算された。まず、スペクトルの各ピーク (f_0 、 f_1) について、最大値の半分以上を満たす範囲のスペクトルを抜き出し (図 4.3 の赤実線)、各周波数成分の値の和が 1 になるように正規化したものを f_0 と f_1 の確率密度関数 (PDF) とみなす。この範囲に含まれる f_0 と f_1 の値を用いて、総当たりで f_1/f_0 の確率を算出し、これを元に f_1/f_0 の PDF 分布を得た (図 4.2b)。10 分間の波形から計算された振幅スペクトルそれぞれから f_1/f_0 の PDF 分布を取得し、1 日分を足し合わせた。深さの推定には、この PDF 値が大きい f_1/f_0 から制約された形状を深さ推定に用いた。 f_1/f_0 の PDF 値の合計が 0.75 を超すように、考慮する形状

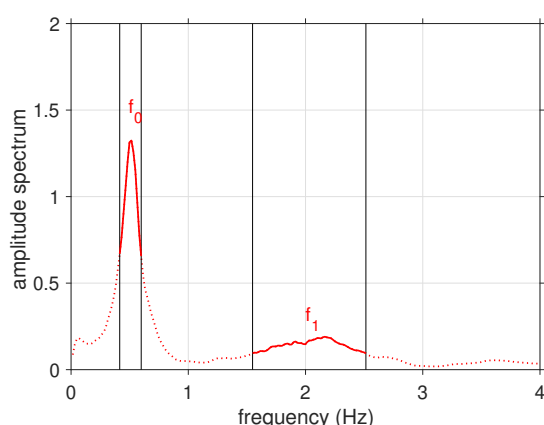


図 4.3 f_0 と f_1 の確率分布 (PDF) の作成方法 (概念図)。赤線で空振の振幅スペクトルを示す。赤実線は、各ピークの最大値の半分以上を満たす範囲である。それぞれの範囲のスペクトルを抜き出しオフセットを取り除いた後、各周波数成分の値の和が 1 になるように正規化し、これを f_0 と f_1 の確率分布とみなした。これらの確率分布を用いて、図 4.2b の f_1/f_0 の PDF 分布を算出した。

の個数を決定した。

2015年4月25日の場合、ヒストグラムで示された f_1/f_0 の PDF 分布から、 a_o/a_c が 0.35~0.55 の範囲にあることがわかる (図 4.2b)。この値は、火道形状が深くなるにつれて径が広がる円錐台であることを意味する。2015年の4月下旬には、火口底に開いた火孔の半径が 25 m (Yokoo et al., 2019) であったことをふまえて、深さの推定には、閉口端の半径 (a_c) が、46、58、71 m (それぞれ $a_o/a_c=0.35, 0.43, 0.55$) の3つの形状を使用した。

ここで、火道内での気柱共鳴の挙動をより厳密に理解するために、空振伝播の3次元数値シミュレーションを実施した。管の形状には上記で制約した円錐台火道を用いて、管の長さ・火道内音速と観測される空振の卓越周波数 f_0 の関係を求めた。計算には、GPU 並列計算を用いた有限差分時間領域法コードを使用した (Kim et al., 2015)。数値シミュレーションの計算条件は表 4.1 の通りである。波源の時間関数は、質量フラックスの次元で、幅 0.52 s の Blackman-Harris 関数で与え (図 4.4a)、管の閉口端の中央に波源を設置した。音速は図 4.4b に示すような、鉛直1次元構造を与えた。音速の構造は、Yokoo et al. (2019) で使用された大気音速の構造 c_{air} に加え、火道内部を別音速に変更した6通りの構造を使用した。この6つの構造は、火道内が大気中とは異なる温度であることを想定したもので、火道内音速として 300、400、500、600、700、800 m/s を与えた。いずれの構造においても、地表面標高 (1140 m) から深さ 20 m (標高 1120 m) までの範囲を音速遷移領域とし、この領域内で音速は大気音速から火道内音速へ線形に変化する。深さ 20 m 以深は一様の音速を与えた。密度構造については、この音速構造に基づいて、理想気体の状態方程式を用いて作成した。地形データは、平面地形 (図 4.4c) と阿蘇火山の DEM データ (図 4.4d) の2種類を使用した。阿蘇火山の DEM データ (1 m メッシュ) は、2012 年に取得された標高データの火口内のみを 2015 年 3 月に取得された標高データ

表 4.1 数値シミュレーションの計算条件

変数	
計算空間	2,000 m × 2,000 m × 2,000 m
空間刻み幅	2 m
計算時間	10 s
時間刻み幅	0.001 s
波源関数	the Blackman-Harris function
1次元音速構造	大気中：大気音速 (Yokoo et al. 2019) 火道内：大気音速, 300–800 m/s (100 m/s 刻み)
標高データ	平面, 阿蘇火山 DEM
火道形状	
開口端半径 (a_o)	25 m
閉口端半径 (a_c)	35, 46, 58, 71 m
管の長さ (d)	25–300 m (25 m 刻み), 400, 500, 600, 800, 1000 m

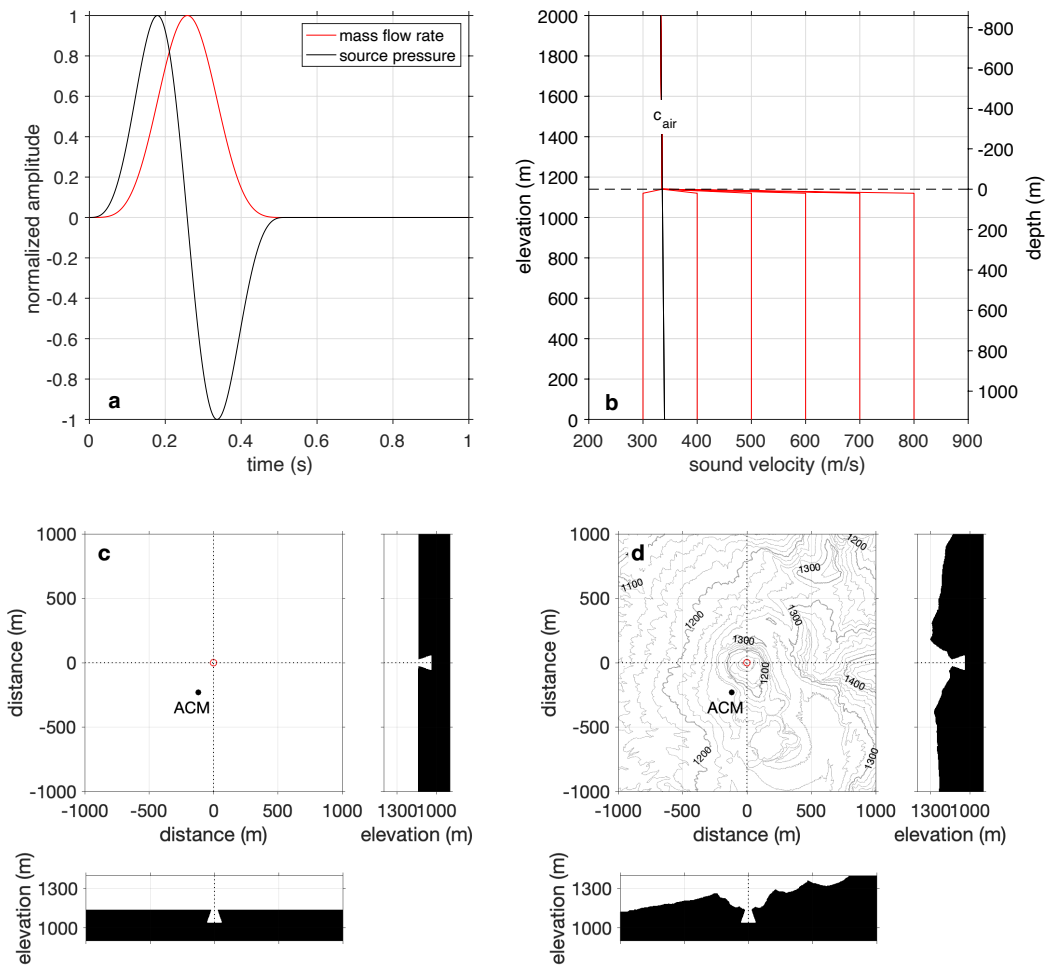


図 4.4 数値シミュレーションの計算条件。a: シミュレーションに用いた波源関数。赤線は質量フラックス (Blackman-Harris 関数)。黒線は、赤線の質量フラックスを与えたときの波源での圧力。いずれも振幅は最大値で正規化している。b: シミュレーションに用いた鉛直 1 次元音速構造。火道内空間には 6 パターンの一様音速 (300、400、500、600、700、800 m/s) を与えた。c_{air} は大気音速である。c、d: シミュレーションで使用した標高データ。いずれも中央に火孔を設置し、火孔から観測点 (ACM) までの水平距離は同一である。観測点標高は地表面標高に等しい。平面地形 (c) と 阿蘇火山の地形標高データ (d)。

に置き換えたものである。この地形の火口内に、先に制約した形状の火道を接続した。観測点は、ACM 観測点と同一の緯度経度に設置し、ここで得られる空振波形から卓越周波数 f_0 を計算した。

円錐台管が平面に接続している場合 (図 4.4c)、火道内音速を大気音速とすると、数値シミュレーションから得られる f_0 は理論解と一致する (図 4.5a)。しかし、高温のために火道内音速が大気音速よりも速いと (このとき、理想気体の状態方程式より、火道内の気体の密度は大気の密度よりも小さくなる)、数値シミュレーションで得られる f_0 の値は、理論解から予想される値よりも低い (図 4.5b)。また、この傾向は火道内音速が高速であるほど大きい (図 4.5c)。さらに、阿蘇火山の地形データに円錐台管を接続すると (図 4.4d)、数値シ

ミュレーションで得られる f_0 は管が平面に接続された場合よりも低くなる (図 4.5d)。これは、火孔周りに形成された火砕丘によって、管の実効長さが長くなっていることによると考えられる。したがって、本研究では、阿蘇火山の地形データを使用した数値シミュレーション結果から、管の長さ、火道内音速、 f_0 の関係を取得し、この関係を理論解の代わりに用いる。この関係は、 $f_0 = \mathcal{F}(d, c)$ (管の長さを d 、火道内音速を c とする) と記述できる。

また、数値シミュレーションの結果から、短い管の場合には実際に阿蘇火山で観測されたような明瞭なスペクトルピーク (図 4.2a) が得られないことも示された。図 4.6 は、一定の管内音速で管の長さを変化したときの、周波数スペクトルの変化を示している。長い管の場合は、基本周波数、倍音ともにピークが明瞭であるが、管が短くなるにつれてピークが不明瞭になり、特に倍音のピークが小さくなる。したがって、周波数スペクトルが以下の 2 つの条件を満たす管の長さだけを深さ推定に用いることにした。ひとつは、基本周波数 f_0 に対する倍音 f_1 の振幅比が観測された振幅比と同程度であること、もうひとつは、 f_0 と f_1 の間の谷部の振幅値が明瞭なピークを形成するのに十分小さいことである。いずれかひとつでも満たさない管の長さは、推定に使用しなかった。

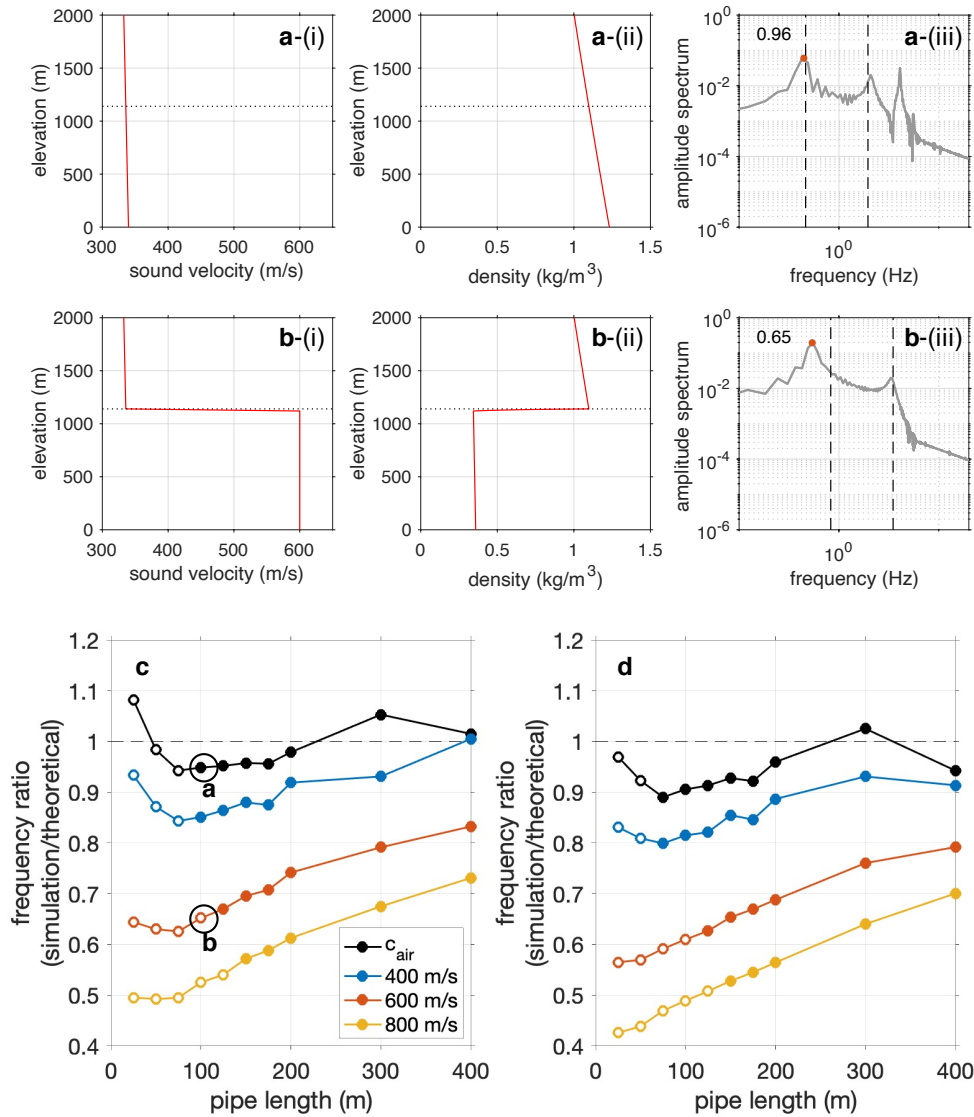


図 4.5 数値シミュレーションで得られた空振の周波数構造。a : 火道内の音速 (i)、密度 (ii) を大気と仮定した場合の観測点で得られる周波数構造 (iii)。黒破線は f_0 、 f_1 の理論解を示す。このとき、火道形状は $a_o/a_c=25/58$ 、管の長さは 100 m とし、平面地形に火道を接続している。左肩の数字は計算された f_0 と理論解の比を示す。b : 管内が高温のため高音速 (i)、低密度 (ii) の場合の周波数構造 (iii)。音速、密度以外の条件は a と同じである。c : 火道内音速を 400、600、800 m/s にした場合の f_0 と理論解の比の変化。火道形状は、 $a_o/a_c=25/58$ 。平面地形に火道を接続している。黒丸で囲んだ点は a、b に示す条件である。d : 阿蘇の火口地形を使用した場合の f_0 と理論解の比の変化。地形以外の条件は、c と同じである。なお、c、d の白抜きの点は、スペクトルに明瞭な倍音ピークが見られなかった深さを示す。

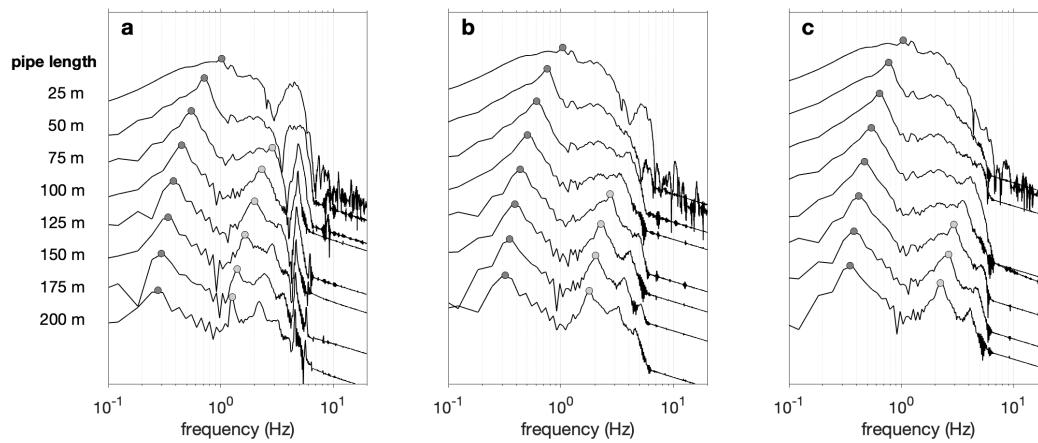


図 4.6 管の長さ変化による周波数スペクトルの変化。管の長さを 25–200 m の範囲で 25 m ずつ変化させたときのスペクトルを上から順に示す。濃灰色、薄灰色の丸で、それぞれ f_0 、 f_1 と判断したピークを示す。薄灰色の丸がないスペクトルは、明瞭な倍音がないと判断したものである。使用した火道形状は、 $a_o/a_c=25/58$ で、阿蘇の火口地形も考慮している。a: 火道内音速 400 m/s、b: 火道内音速 600 m/s、c: 火道内音速 800 m/s。なお、縦軸は振幅スペクトルに対数をとった値を示し、一定間隔でずらして表示している。

4.2.2 シグナル到来時間差を使用する手法

空振の卓越周波数を使用する手法と組み合わせるのは、爆発時に観測される地震動と空振のシグナル到来時間差を使用する手法である。この手法では、マグマヘッド表面で発生する爆発によって、地震動と空振が同時に励起され、異なる経路・速度で観測点まで伝播すると仮定する（図 4.7）。爆発は火道中央で発生すると考える。このとき、観測点での地震動・空振のシグナル到来時間差（ Δt ）は、次のように表される。

$$\Delta t = \frac{d}{c} + \frac{L_i - d}{c_{\text{air}}} - \frac{L_s}{v_p} \quad (4.2)$$

ここで、 d がマグマヘッドの深さである。このとき火口底標高（1140 m）を深さ 0 m とする。 L_i はマグマヘッドから観測点までの空振の総伝播経路長を表す。空振は、火道内は一樣音速 c で、火道から出た後は大気音速 c_{air} で伝播する。 L_s は、地震動の伝播経路長である。地震動の初動は P 波であると考えて、地震動の伝播速度は P 波速度 v_p (2.7 km/s; 筒井・ほか, 2003) を仮定した。 L_s と L_i は、それぞれ空振伝播シミュレーションで使用した阿蘇火山の標高データから計算された。大気音速 c_{air} は、数値シミュレーションに使用した音速の 1 次元構造から算出された経路の平均音速を使用した。これらの値を式 (4.2) に代入することにより、2 つの変数（マグマヘッドの深さ d と火道内音速 c ）と観測された Δt との関係が得られる。この関係は、 $\Delta t = G(d, c)$ として表せる。

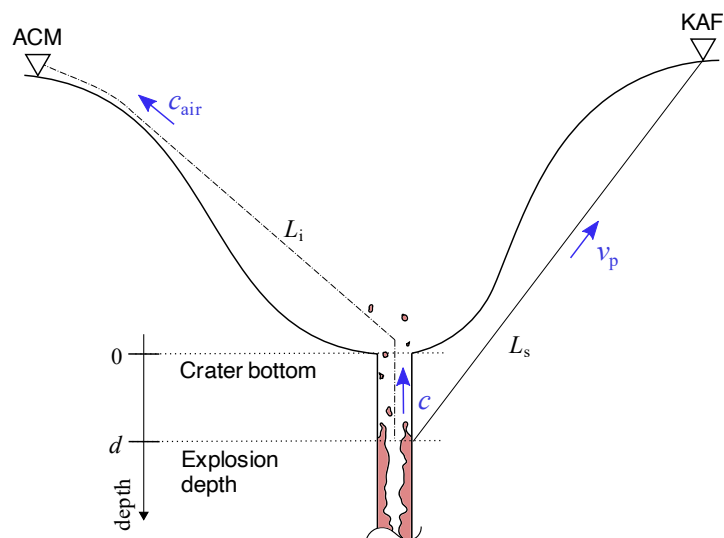


図 4.7 シグナル伝播の概念図。深さ d のマグマヘッド表面で発生した爆発のシグナルは、異なる経路で観測点まで伝わる。地震動は距離 L_s を P 波速度 v_p で伝播する。空振は火道内（距離 d ）を火道内音速 c で、火口出口から観測点までの距離 $L_i - d$ を大気音速 c_{air} で伝播する。

4.2.3 2つの手法の統合

連立

ここまでで、マグマヘッドの深さ d と火道内音速 c の関係が、2つの手法によってそれぞれ取得された ($f_0 = \mathcal{F}(d, c)$ および $\Delta t = \mathcal{G}(d, c)$)。これらの関係を、次の3つのステップに従って連立させることで、両方の変数を制約した。まず、火道内音速を深さと空振の卓越周波数の関数として書き換える ($c = \mathcal{F}^{-1}(d, f_0)$)。次に、この関数を式 (4.2) に代入することにより、深さと観測値 (卓越周波数 f_0 とシグナルの到来時間差 Δt) のみの関数になる ($\mathcal{H}(d, f_0, \Delta t) = 0$)。最後に、 f_0 と Δt の値のペアが与えられたときに、方程式 $\mathcal{H}(d, f_0, \Delta t) = 0$ を満たす d を探すことで、深さが得られる。火道内音速 c は、上記の関数 \mathcal{F}^{-1} に d を代入することによって決まる。推定された深さと音速が、それぞれ 0–1000 m、300–800 m/s の範囲に含まれた場合のみ、解として採用した。この範囲は、深さと音速の現実的な変動範囲を考慮している。

深さの推定に用いる観測値ペア ($f_0 \cdot \Delta t$) は図 4.8a のように分布する。この図では、観測された f_0 と Δt の分布が確率密度関数 (PDF) として示され、総和が1になるように正規化されている (付録 C)。これらの観測値ペアの分布から、マグマヘッドの深さと火道内音速の分布が計算される。これは、高い PDF 値を持つ観測値ペアから計算された深さと音速の組み合わせであった可能性が高いことを意味する。深さと音速に現実的な解が存在したのは、図 4.8b と c に示す色付きの弧状の領域に含まれる観測値ペアのみであった。図 4.8b と c では、それぞれの色が推定されたマグマヘッドの深さ、火道内音速を示している。一方、色付きの領域に含まれなかった多くの観測値には、深さと音速の解が存在しない。解が存在する領域は、実際に観測された f_0 と Δt の分布範囲 (図 4.8a) に比べて非常に狭い。解が存在した観測値の合計 PDF 値は ~ 0.1 にすぎない。観測値の分布において、特に $0.4 < f_0 < 0.6$ かつ $0 < \Delta t < 1$ の範囲に高い PDF 値が集中していた。しかし、このうち解が存在するのは、 $\Delta t = 1$ のごく近傍のみに限られ、高い PDF 値がみられる領域の Δt の幅 ($0 < \Delta t < 1$) を説明できない。このように解の存在領域と Δt の観測値の分布に差が生じるのは、 Δt が深さや音速以外のパラメータの影響で変動していることを意味すると考えられる。したがって、 Δt の値がより短くなるセンスに 1 s 程度ばらつくという分布を合理的に説明できるようにモデルを修正する必要がある。

観測された Δt の分布と解の存在領域のずれの要因として一般的に考えられるのは、到来時刻の読み取り誤差、あるいは風や気温変化による大気音速の変動による影響である。ノイズの多いデータから到来時刻を読み取ることは容易ではないため、読み取り精度については議論の余地があるが、おおむね ± 0.1 s 程度の精度で読み取れているため、これに比べると Δt の分布は広い。また、仮に大気音速が ± 20 m/s 変化しても、空振の伝播経路長は 290 m 程度と短いため、 ~ 0.1 s の Δt の変動しか生まない。したがって、 Δt の広い分布は、これらの要因では説明できない。地震動の震源がマグマヘッドの表面より深く、地震動が空振より先に励起されると考えるモデルを採用したとしても、観測された Δt の分布は説明できない。この場合、空振の励起が地震動の励起よりも遅くなるため、シグナルの到来時間差 Δt はより長くなってしまう。

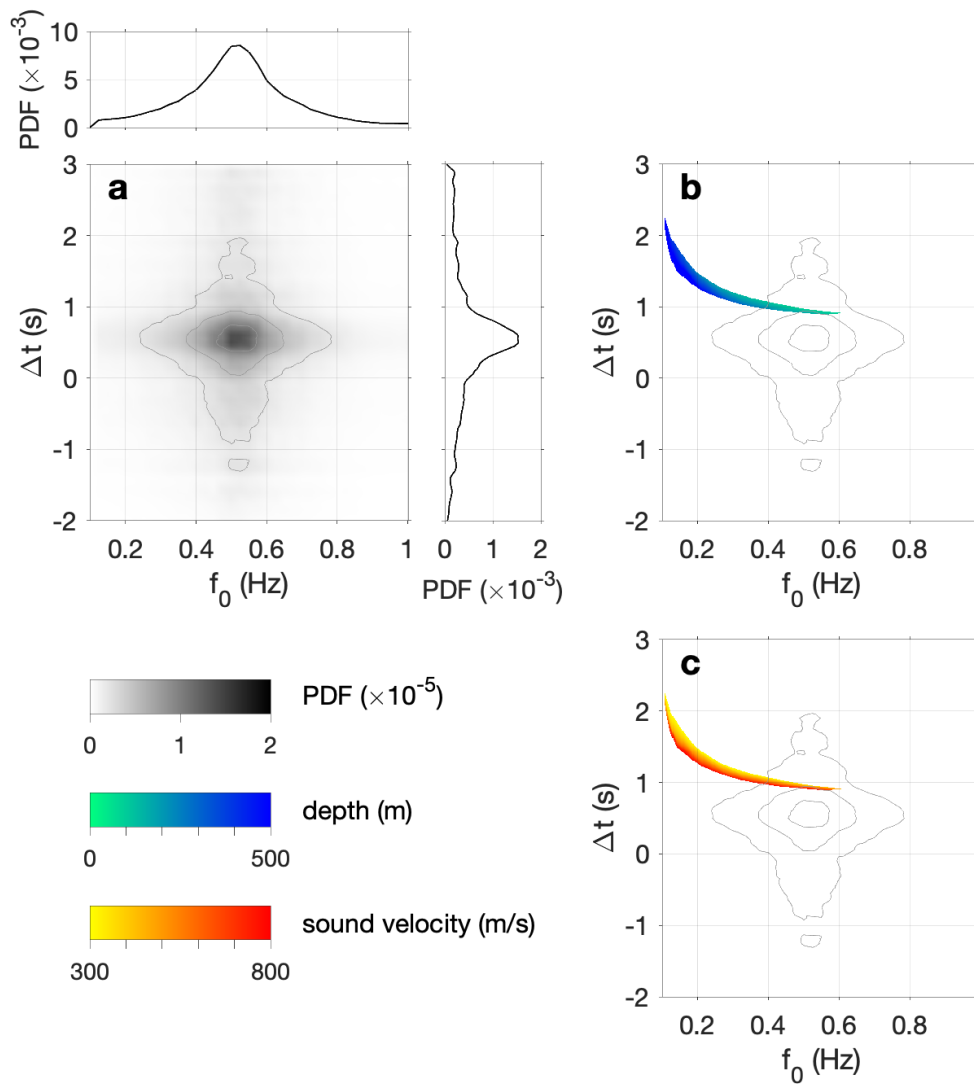


図 4.8 観測値 ($f_0 \cdot \Delta t$) の分布と解の存在範囲。a: 2015 年 4 月 25 日に観測された $f_0 \cdot \Delta t$ の PDF 分布。総和が 1 になるように正規化されている。 f_0 は 0.5 Hz 付近、 Δt は 0.5 s 付近に最頻値を持つ。b: 推定された深さと解の存在範囲。色のついた弧状の領域は、領域に含まれる観測値 ($f_0 \cdot \Delta t$) が現実的な範囲の解 (深さ・音速) を持つことを意味し、色が推定された深さの値を示す。灰色のコンターは観測値の分布 (a) を示す。c: 推定された音速と解の存在範囲。表記は b と同じ。色は深さではなく音速の値を示す。

爆発発生水平位置の考慮

そこで、観測された Δt の分布を生み出す要因として、マグマヘッド表面上での爆発発生位置の水平変化を考慮する。ここまでの深さ推定の際には、次の 2 つの仮定をおいていた。ひとつは、爆発は火道の中央で発生するという、もうひとつは、励起された地震動が単一の速度 (2.7 km/s) で観測点まで伝播することである (図 4.9a)。しかし、これらの仮定は現実を単純化しすぎていた可能性がある。推定された火道形状は深くなる

ほど径の広がる円錐台で、マグマヘッドに相当する深さの火道直径は 100 m 近くになる。したがって、ここではマグマヘッドが溶岩湖のようにになっている状況を想定する。この場合、エレバス火山 (Jones et al., 2008) のように、マグマヘッド表面 (溶岩湖) のいたるところで爆発が発生する。また、爆発によって励起された地震動は、最初に溶岩湖中を通過し、次に地盤中を伝播することを考慮に入れる。これによって、上記の仮定はそれぞれ、1) 爆発の発生源は溶岩湖の表面全体に分布し、2) 励起された地震動は、溶岩湖中と地盤中で異なる速度で伝播する、と変更される。爆発が溶岩湖の中心から距離 r ($0 \leq r \leq a_c$) の位置で発生し、溶岩湖での地震波伝播速度が v_{p0} である場合 (図 4.9b)、式 (4.2) は次のように書き直される。

$$\Delta t = \frac{\sqrt{d^2 + r^2}}{c} + \frac{L_i - d}{c_{\text{air}}} - \left(\frac{a_c - r}{v_{p0}} + \frac{L'_s}{v_p} \right) \quad (4.3)$$

空振の火道内伝播時間と地震動の伝播時間を意味する第 1 項と第 3 項が、仮定の変更をふまえて書き直されている。ここでは、溶岩湖中央からの爆発発生位置 (SRC) および観測点 (STA) の方位が等しい場合のみを考える。溶岩湖の半径は、管の閉口端の半径 (a_c) に等しい。 L'_s は、溶岩湖の縁から観測点までの地震動の伝播経路長である。爆発発生位置が円周方向に変化する場合には L'_s の値が変化するが、地盤中の地震波伝播速度

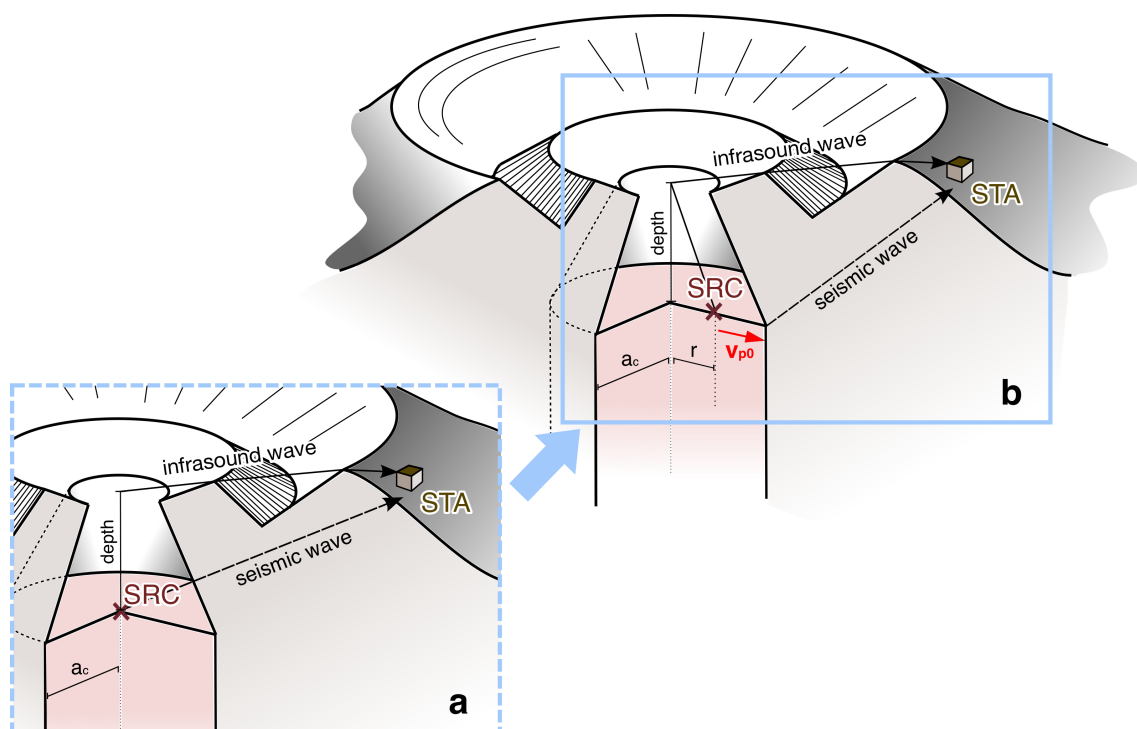


図 4.9 阿蘇火山の火道内の概念図。火道は火孔から深くなるにつれて径が広がる形状をしている。内部には溶岩湖 (半径 a_c) が存在しており、その表面で爆発が発生する。a: 式 (4.2) で仮定した条件。爆発発生位置 (SRC) は火道中央部で、地震動は単一の速度で伝播する。溶岩湖の存在は考慮しない。b: 式 (4.3) で採用した条件。溶岩湖の中央から爆発発生位置までの距離を r とする。爆発で励起された空振は大気中を伝播して、観測点 (STA) まで到来する。地震は溶岩湖中を v_{p0} で伝播したのち、地盤を伝わって観測点に到来する。

が大きいため、 Δt の変動は大きくても 0.1 s 程度にしかない。したがって、ここでは爆発発生位置の円周方向の変化は検討しない。

式 (4.2) の代わりに式 (4.3) を使用してマグマヘッドの深さと火道内音速を推定する場合、解が存在する Δt の範囲は、爆発発生位置によって変動する。ここでは爆発発生位置を観測点方向の半径の端点、つまり溶岩湖の中央と端 ($r = 0, a_c$) の 2 点に設定する。たとえば、溶岩湖の半径 (a_c) が 58 m で、溶岩湖中の地震波伝播速度 (v_{p0}) が非常に遅い (ここでは例として 23 m/s とする) と仮定すると、解が存在する範囲は図 4.10a のように表される。図中の 2 本の弧状の領域は、それぞれ爆発発生位置が溶岩湖の中央と端である場合の解の存在範囲を意味している。爆発が溶岩湖の表面全体で発生する場合 ($0 \leq r \leq 58$)、2 本の弧に挟まれる領域が現実的な深さと音速を解に持つことになる。さらに、 v_{p0} の値が増加すると、この領域の縦軸方向 (Δt) の幅が狭くなる (図 4.10b)。 $f_0 = 0.5$ Hz の場合に注目すると、 v_{p0} の増加にともなって、解を持つ Δt の範囲が狭くなるのがわかる (図 4.10c)。このとき、範囲の下限値が増加するが、上限値は変化しない。このような傾向を踏まえると、 v_{p0} が十分に小さい場合、爆発発生位置の水平変化が、観測された Δt の広い分布を説明する可能性がある。このような遅い地震波速度は、溶岩湖内の気泡を含むマグマ中を伝わる P 波速度として実現可能な速度である (たとえば Dibble, 1994)。

観測された Δt の分布を説明できるような最大のマグマ中の地震波伝播速度を制約する。 v_{p0} が大きな値であるほど、爆発発生位置の変化による Δt の変動範囲は狭まる (図 4.11c)。また、仮定する溶岩湖の半径 (a_c) が小さいほど、 Δt の変動範囲は狭くなる (図 4.11c)。したがって、その日の火道形状のうち、最も小さい a_c を仮定したとき、観測された Δt のばらつきを説明できる最大の v_{p0} を決めればよい。 f_0 と Δt の 2 次元 PDF 分布 (図 4.11a) において、PDF の最大値を通る y 軸に並行な直線上の分布を Δt のばらつきと考え (図 4.11b)、この分布の 6 割を説明できるような v_{p0} を決めた。4 月 25 日のデータセットを使用した場合、35 m/s と制約される。深さ推定の際には、溶岩湖半径上 ($0 \leq r \leq a_c$) の複数の位置で爆発が発生することを考慮した (図 4.12)。解の存在する弧状の領域が大きく重複しないように、爆発位置が $0 \leq r \leq a_c$ を変動した場合の Δt の範囲 (図 4.10c) を 0.17 s ずつ区切って、複数個の爆発源を設定した。

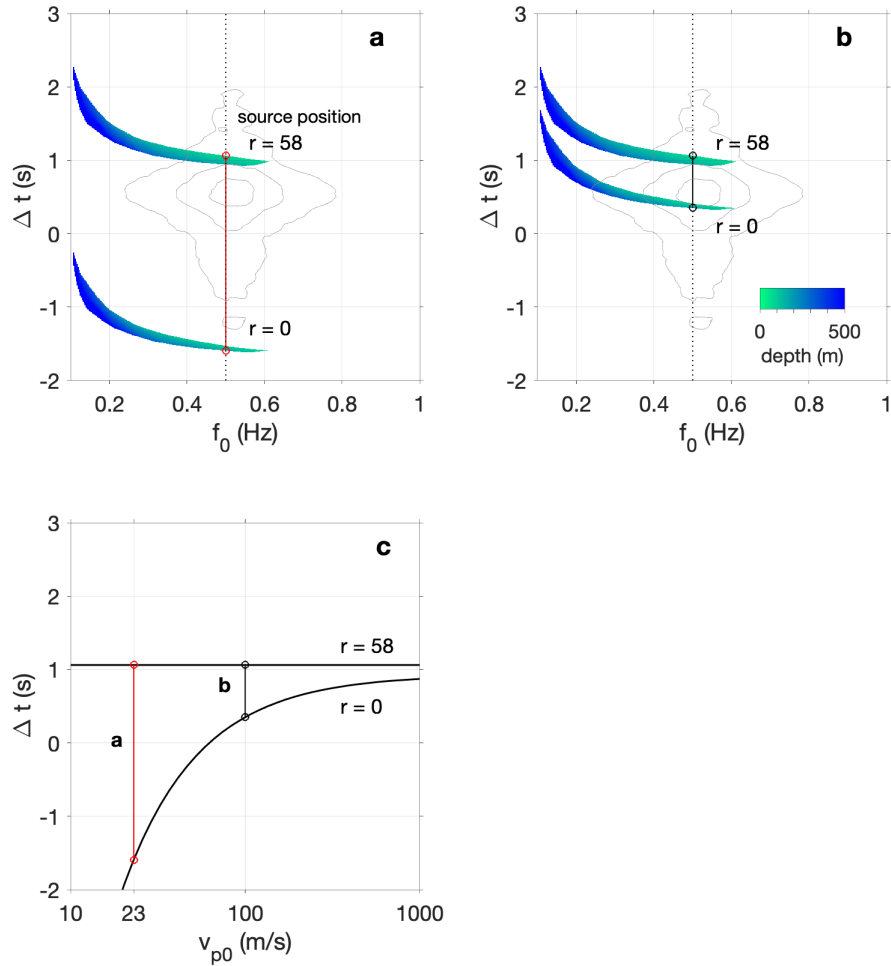


図 4.10 溶岩湖表面での爆発発生位置の水平変化による解の存在範囲の変化。a : 溶岩湖中の地震波伝播速度 v_{p0} を 23 m/s と仮定した場合の解の存在範囲を色つきの領域で示す。2本の弧状の領域は、それぞれ爆発発生位置が溶岩湖の中央 ($r = 0$) と縁 ($r = 58$) である場合を示す。これらに挟まれる領域が、現実的な深さと音速の解をもつ。色は推定された深さの値を示す。灰色のコンターは観測値の分布 (図 4.8a) を示す。b : v_{p0} を 100 m/s と仮定した場合の解の存在範囲。表記方法は a と同じである。 $v_{p0} = 23$ m/s のときに比べて、解の存在範囲が狭まる。c : v_{p0} の値による解の存在範囲の変化。a、b では、 $f_0 = 0.5$ Hz の場合 (黒点線) に着目して、解が存在する範囲のシグナル到来時間差方向 (Δt ; 縦軸) の幅をそれぞれ赤線、黒線で示す。c では、この幅が v_{p0} の値 (横軸) によってどのように変化するかを示している。 v_{p0} が大きくなるほど、幅は狭くなる。

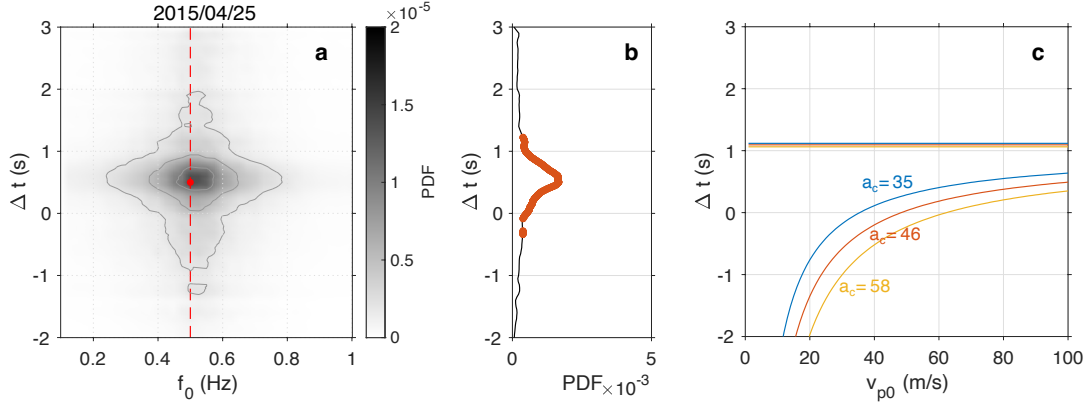


図 4.11 観測された Δt のばらつきと爆発発生位置の水平変化による Δt の変動範囲。a: Δt と f_0 の 2 次元 PDF 分布 (2015 年 4 月 25 日)。この分布における最大値 (赤丸) を通り、y 軸に並行な直線上 (赤破線) の PDF の分布を抜き出すと b に示した分布になる。b: 観測された Δt の分布。総和が 1 になるように正規化されている。赤太線で示す範囲の PDF の総和は、この分布の 6 割に相当する。この範囲の Δt のばらつきを説明できる v_{p0} の値を制約する。c: 爆発発生位置の水平変化で生じる Δt の変動範囲。表記法は図 4.10c と同様である。 v_{p0} の値が大きいくほど、あるいは溶岩湖の半径 (a_c) が小さいほど、 Δt の変動範囲は狭くなる。4 月 25 日の場合、仮定した形状の最小の a_c は 46 m であるため、c の赤線で示す範囲と b で示された Δt のばらつきを比較して v_{p0} の値を制約する。

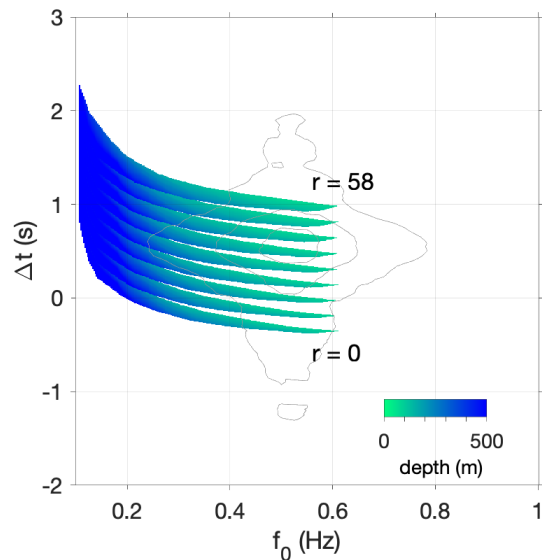


図 4.12 溶岩湖半径上 ($0 \leq r \leq a_c$) に複数の爆発源を仮定した場合の解の存在範囲。溶岩湖中の地震波伝播速度 v_{p0} を 35 m/s と仮定した場合の解の存在範囲を色つきの領域で示す。色は推定された深さの値を示す。灰色のコンターは 2015 年 4 月 25 日の観測値の分布 (図 4.8a) を示す。最も上部の弧状の領域が爆発発生位置を溶岩湖の縁 ($r=58$) とした場合、最も下部の弧状の領域が爆発発生位置を溶岩湖の中央 ($r=0$) とした場合の解の存在範囲を示す。これらの間を 0.17 s ずつ区切り、両端を含めて計 9 点の爆発源を仮定して深さを推定した。

4.3 統合手法による推定結果

マグマヘッドの深さ d と火道内音速 c の 2 つの変数は、既存の手法を組み合わせた統合手法によって推定された。推定結果は、深さと音速を 2 軸に持つ座標空間上の 2 次元確率密度関数 (PDF) として表される (図 4.13)。この分布は、深さ方向に 40 m 刻み、音速方向に 20 m/s 刻みのグリッドを用いて示している。PDF の分布は、解析に使用した観測値 ($f_0 \cdot \Delta t$) の分布を反映している (図 4.8a)。推定には、3 つの火道形状を使用し、それぞれから PDF の分布を取得したが (図 4.13a–c)、それらはいずれも似たパターンを示した。高い PDF 値 (図中の色が明るい部分) は、浅い領域 (<200 m) に集中している。一方で、高い PDF 値を示す領域は横軸方向に広がって分布しており、火道内音速を狭い範囲に制約できていないことを意味する。次に、観測された f_1/f_0 の PDF 分布 (図 4.2b) をふまえて、これらの 3 つの形状を使用した場合の推定結果に重みを付けて足し合わせた (図 4.13e)。重み係数として各形状の確率密度を用いた (図 4.2b)。これによって、形状の不確定性を考慮した深さの分布を 1 枚の図に示すことができる。図中の黒線で囲まれた領域の PDF 値の合計は、領域全体の半分に対応する。つまり、2015 年 4 月 25 日にはこの領域内のマグマヘッドの深さと火道内音速の組み合わせであった確率が高い。この領域は深さ 60–190 m の範囲に相当する。統合手法によって推定された深さは、シグナル到来時間差のみを用いて推定された深さに比べてより狭い範囲に制約された (図 4.13e)。このとき、火道内音速として図 4.13d の分布を仮定している。また、空振の卓越周波数のみを使用し

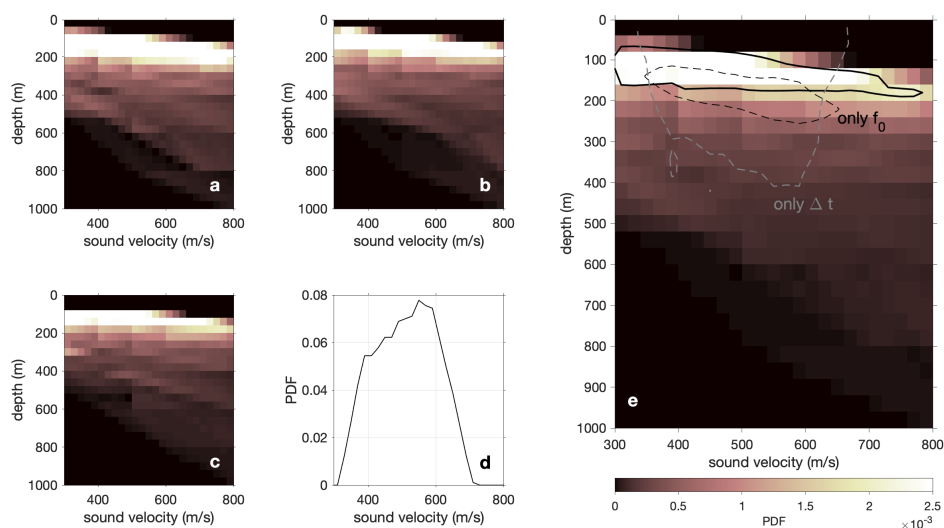


図 4.13 統合手法によるマグマヘッド深さと火道内音速の推定結果。推定時には 3 つの火道形状 ($a_c=46, 58, 71$ m) を仮定しており、a–c はそれぞれの結果を示す。これらに重みを付与して足し合わせた結果が e である。黒線内の PDF の総和は全領域の PDF の総和の半分に相当する。灰色点線および黒点線は、それぞれシグナル到来時間差のみ、空振卓越周波数のみを使用した際の深さの結果である。このとき、火道内音速として d の分布を与え、火道形状は円筒を仮定した。

て深さを推定した場合（火道形状は円筒、火道内音速は図 4.13d を仮定）に比べて、統合手法による深さは浅くなった（図 4.13e）。これは、円錐台形状を仮定したことによる。一方、火道内音速は、推定時の想定範囲（300–800 m/s）全体に広く分布しており、狭い範囲に制約することはできなかった。

既存の 2 つの手法を組み合わせた統合手法によって、阿蘇火山のマグマヘッドの深さが 60–190 m の範囲に推定された。この深さは、他の火山でのストロンボリ式噴火発生時のマグマヘッドの深さ (<200 m; Ripepe et al., 2002; Johnson et al., 2018b) とも整合的である。また、統合手法で推定された深さ範囲の最小値は、60 m 程度であった。2014 年から 2015 年の噴火期間中、火孔内のマグマヘッドは火口縁から見えておらず（たとえば、図 2.3）、火口地形を考慮するとマグマヘッドの深さは ~20 m より深かったと予想されるため、この結果と整合的である。Tsunematsu et al. (2019) では、同日の 2015 年 4 月 25 日に阿蘇火山で観測された噴石の軌跡を使用して、噴石の離散開始深さを 11–13 m と推定している。この離散開始深さがマグマヘッドの深さに相当すると考えると、今回得られた結果に比べて非常に浅い。このような浅い深さでは気柱共鳴によって倍音が励起されないため、噴石の軌跡を用いた手法で推定される深さは過小評価である可能性がある。Tsunematsu et al. (2019) では、マグマヘッドの深さは、噴石が放物線軌道を描き始める深さとは異なるというシナリオを提案している。このシナリオでは、最初、爆発源からの噴石やガスの集合体が火道内を上昇する。その後、火道の幅が広がる浅い領域に達すると、速度の水平成分が大きくなり、噴石は放物線軌道を描いて飛散する。このため、本来の爆発発生深さより浅い深さが推定されることが考えられる。

統合手法では、マグマヘッドの深さの推定と同時に、火道内音速も推定した。しかし、推定された音速はわずかに低速側に分布が偏っているものの、広い範囲に分布しており（300–780 m/s）、狭い範囲に制約できなかった。ストロンボリ式噴火発生時に、火孔から噴出するガスおよび火孔周りに着弾した噴石の温度は、熱赤外線カメラによって測定されており、それぞれ ~100°C と 130–200 °C であった（横尾、私信）。阿蘇火山における溶融マグマは高温（1100°C; 産業技術総合研究所, 2015）であることが予想されるが、採取されたスコリアの変形実験によると、大気と接触しているマグマ上部は 500°C 以下まで下がっている可能性がある（Namiki et al., 2018）。火道内空間における gas mass fraction を、ストロンボリ式噴火時 (Type 1) の値である 0.67–0.94 と仮定し (Patrick, 2007)、火道内のガスとマグマの混合物の温度を 100–500°C 程度とすると、音速は 350–600 m/s になる。PDF 分布の低速側への偏りは、火道内の温度が比較的低温（100–500°C 程度）であったことを反映しているのかもしれない。

第 5 章

2014–2015 年活動期におけるマグマヘッドの深さの時間変化

本章では、第 4 章で提案した手法を阿蘇火山 2014–2015 年活動期全体のデータに適用して、活動期におけるマグマヘッドの深さの時間変化を推定する。活動期全体に解析期間を広げるにあたって、火口地形・火道形状と、マグマ中の地震波伝播速度 v_{p0} の時間変化を考慮に加える。以下では、その手順について詳細を述べた後 (5.1)、深さの時間変化の推定結果を示す (5.2)。

5.1 深さ推定に使用する各種変数の時間変化

5.1.1 火口地形

2014–2015 年活動期には、火口の周囲に火砕丘が形成され、時間とともに成長する様子が観測された (Yokoo et al., 2019)。火孔出口径および火砕丘のリム径は、共に噴火活動の開始から 1 月上旬にかけて急速に拡大し、その後成長は鈍化した (図 5.1)。火口底には噴出した火山灰が堆積し、2015 年 3 月下旬には 10 m 以上の層厚に及んだ (横尾・宮縁, 2015)。

空振の卓越周波数 (f_0) とマグマヘッドの深さ・火道内音速の関係を数値シミュレーションから得る際に、この火口内地形の成長過程を考慮した地形データを使用した。活動期を 5 つの時期 (I, II, III, IV, V 期) に分割し、各時期の代表火孔出口径および火砕丘リム径を使って (図 5.1、表 5.1)、火口内標高データを作成した。なお、この I–III 期は、空振の波形タイプに基づいて区分した期間 P1 に含まれ、IV 期が期間 P2 から P3 の途中まで、V 期は期間 P5 までに相当する (図 5.1)。第 4 章で用いた地形データ (図 4.4d) の火口内地形は V 期中 (2015 年 3 月) に取得されたデータを用いているため、V 期はこの標高データをそのまま使用した。

I–IV 期の標高データは、V 期標高データの第一火口内部の地形のみを変更して作成した。まず、噴火活動前の標高データ (2012 年取得) をもとに、火砕丘や火山灰の堆積のない火口底面地形を作成した (図 5.2、図 5.3 (flat))。ただし、噴火活動前の標高データは湯だまりの存在期に取得されているため、火口底面の標高値

を直接反映していない。そこで、火口リムの斜面の傾斜を湯だまりの水面標高より下の火口底面（標高 1140 m を仮定）まで外挿した。次に、この基準地形の上に火砕丘と火山灰堆積層を乗せて、I-IV 期の標高データを作成した（図 5.2、図 5.3）。火砕丘の形状は、火砕丘リムから火砕丘外縁までは V 期標高データの形状の相似形を仮定し、火砕丘リムの内側は観測された火孔出口径を満たすように内挿した。相似比には、V 期の火砕丘リム径に対する各時期の火砕丘リム径の比を使用した。

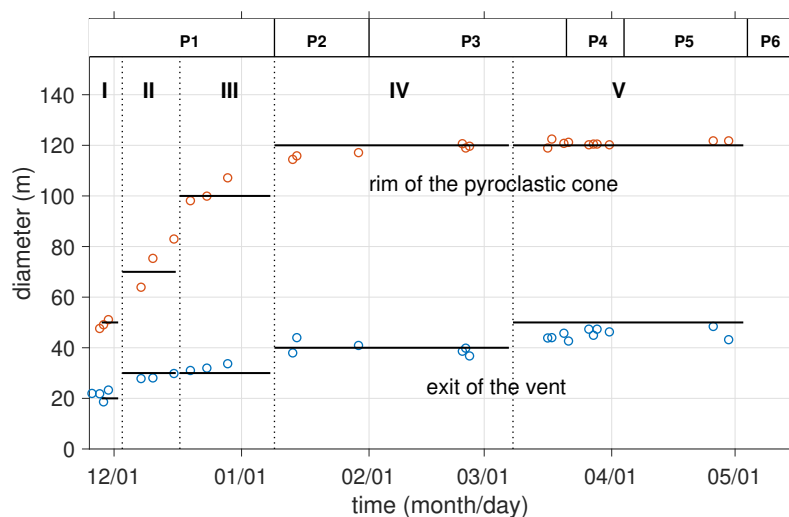


図 5.1 活動期における火砕丘の成長過程と時期区分。赤丸、青丸はそれぞれ火砕丘リムの直径、火孔出口部の直径を指す (Yokoo et al., 2019)。この成長過程を踏まえて、活動期を 5 つの時期に分け、各時期の代表値（黒線）を用いて地形標高データを作成した。

表 5.1 各時期の火孔・火砕丘リム半径

期間	I	II	III	IV	V
火孔半径 (m)	10	15	15	20	25
火砕丘リム半径 (m)	25	35	50	60	60

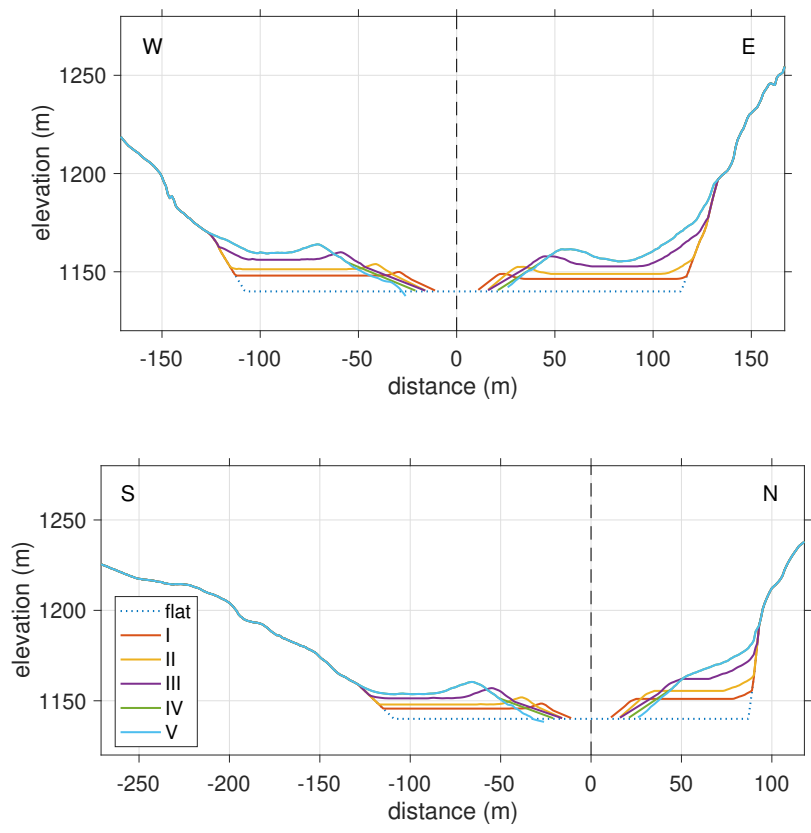


図 5.2 各時期の火口地形の断面図（上：東西断面、下：南北断面）

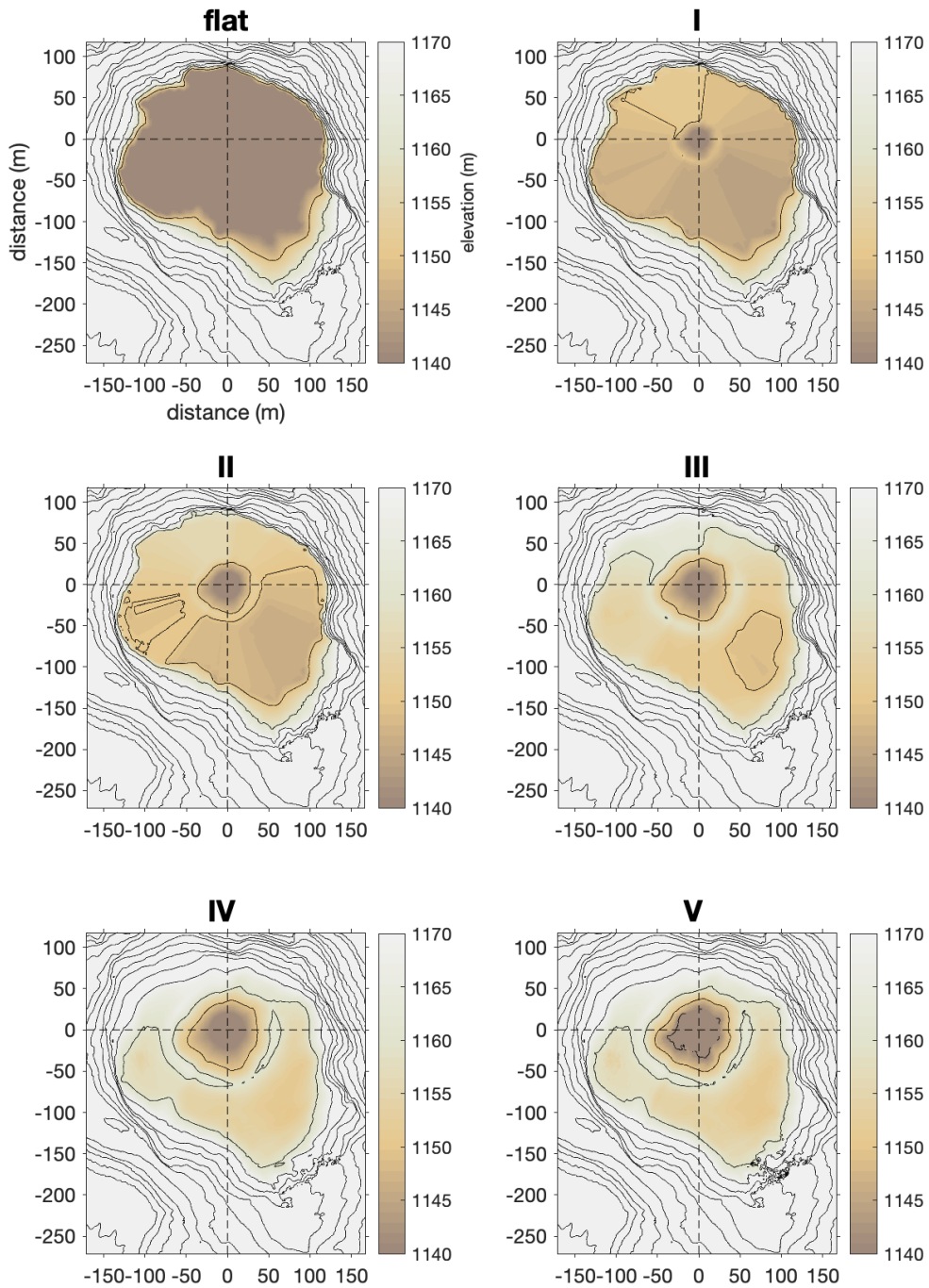


図 5.3 各時期の火口地形図。左上から flat 地形、I 期、II 期、III 期、IV 期、V 期の地形を示す。

5.1.2 火道形状

火道形状は、第4章と同様に円錐台を仮定し、空振の卓越周波数 (f_0) と倍音成分 (f_1) の比を利用して、火道径の上端と下端の半径比を制約した。空振の周波数構造 (10分窓) を用いて、1日ごとに f_1/f_0 の PDF 分布を算出した。そして、 f_1/f_0 を、火孔出口と溶岩湖 (マグマヘッド) の半径の比 (a_o/a_c) に変換した。 f_1/f_0 の PDF 値の合計が 0.75 を超すように、PDF 値が上位の複数の形状を深さ推定に用いた (図 5.4a)。各時期の火孔半径の値 (a_o ; 表 5.1) を用いて、溶岩湖の半径 (a_c) を算出した (図 5.4b)。噴火開始から1月上旬にかけては、 a_o/a_c が 1 付近の値をとり、円筒に近い形であった。この時期は、火砕丘が成長した時期に一致する (I-III 期; 図 5.1)。それ以降、火砕丘の成長の鈍化 (IV 期) と時を同じくして、 a_o/a_c の値は 1 を下回り、深い側が広がるような円錐台形状に変化した。2月以降は噴火活動の終息まで円錐台形状であった。

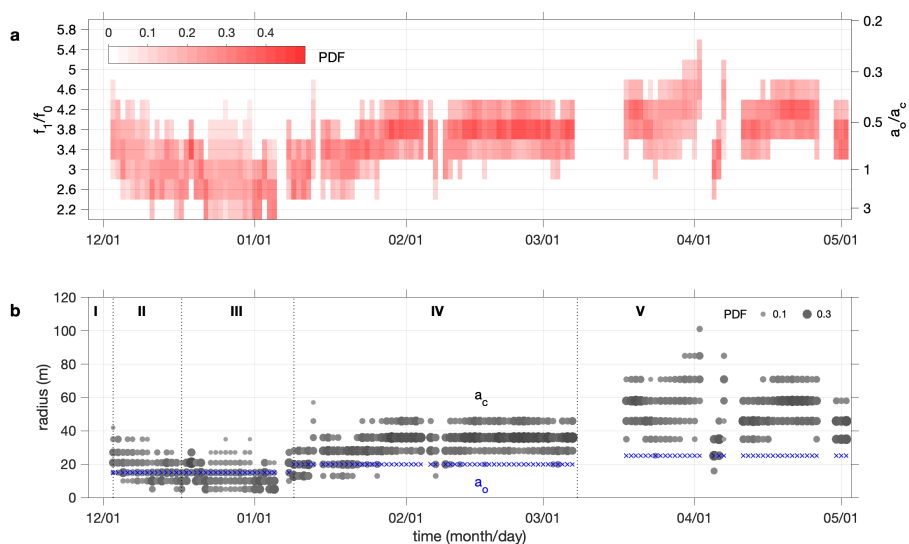


図 5.4 f_1/f_0 から示唆される火道形状の変化。a: 1日ごとの f_1/f_0 の PDF 分布。赤が濃いほど高い PDF 値を示す。左軸に示す f_1/f_0 の値は、図 4.2b の関係を用いて半径比 a_o/a_c に変換される (右軸)。日毎の PDF 値の合計が 0.75 を超すように、深さ推定に使用する形状の数を決定した。b: 火道の半径の変化。図中に示す I-V 期は、図 5.1 で定義したものである。 a_o が火孔出口半径 (青 ×)、 a_c が溶岩湖 (マグマヘッド) の半径 (灰色丸) である。 a_c のシンボルサイズおよび色は、その半径値の PDF (a) を反映している。

5.1.3 マグマ中の地震波伝播速度

4.2.3 では、観測されたシグナル到来時間差 Δt のばらつきが、火道内の溶岩湖における爆発発生位置の水平変化によって生じると考えた (図 4.9b)。活動期を通して、同様の溶岩湖が火道内に存在する状況を想定し、爆発時に励起される地震波は最初に溶岩湖中を伝播すると考える。溶岩湖中の地震波伝播速度 v_{p0} は、観測された Δt のばらつきを説明できるように、第 4 章で示した手順で 1 日ごとに制約する (図 4.11)。また、深さ推定の際には、 Δt の分布範囲を網羅するように、溶岩湖面上の複数箇所での爆発が発生していたことを仮定した (図 4.12)。図 5.5 に制約された v_{p0} の時間変化を示す。期間 P1 には v_{p0} が 10 m/s 以下の比較的小さな値を示すが、期間 P2 に増加し、期間 P3 には 30 m/s を超える。その後、期間 P4 で 20 m/s 前後まで低下し、期間 P5 に再度 30 m/s 程度に増加する。

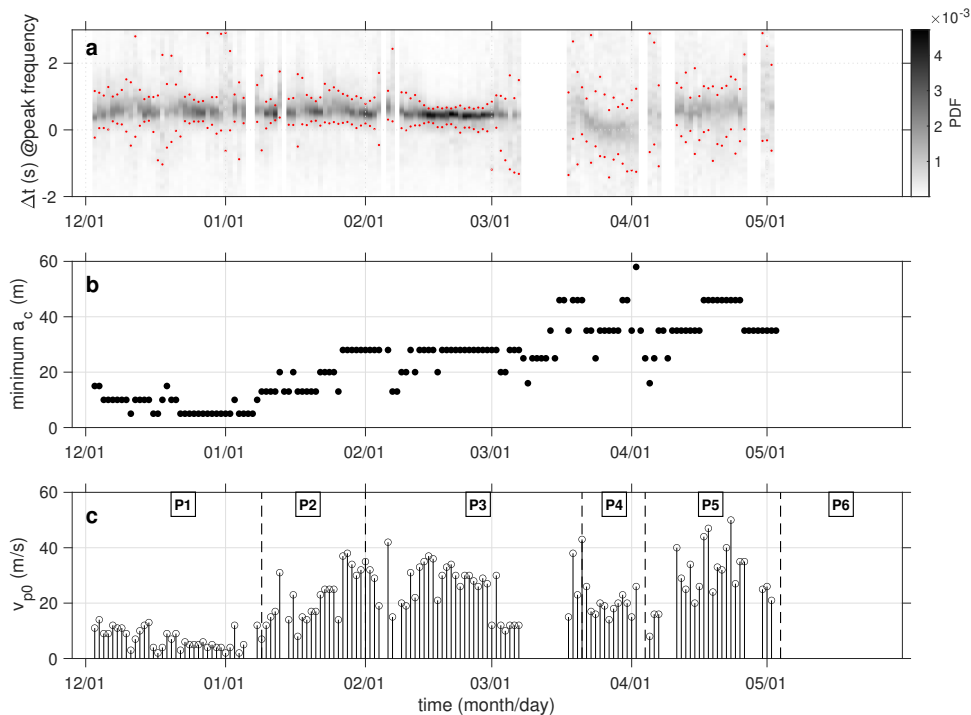


図 5.5 制約された v_{p0} の時間変化。a: 観測された Δt の時間変化。この分布は、図 4.11b に示した Δt の分布の各日の値を示す。赤のドットに挟まれた領域が、各日の分布の 6 割 (図 4.11b の赤太線) に相当する範囲である。この範囲のばらつきを説明できるように v_{p0} を制約した。b: 火道形状の溶岩湖径 (a_c) の最小値。溶岩湖径がこの値である場合に、a で示した Δt のばらつきを説明できる最大の v_{p0} を制約する。c: 制約された v_{p0} の時間変化。この値よりも小さな v_{p0} であれば、a で示した Δt のばらつきを説明できる。

5.2 推定されたマグマヘッドの深さの時間変化

5.1.1–5.1.3の結果をふまえて、第4章で提案した手法を用いて、マグマヘッドの深さの時間変化を推定した。1日ごとに得られた空振の卓越周波数(f_0)とシグナル到来時間差(Δt)の分布(図5.6左列)をもとに、マグマヘッドの深さと火道内音速の分布を推定した。推定結果は、1日ごとに、深さと音速の2次元の確率密度関数(PDF)の分布として得られる(図5.6右列)。この分布の時間変化をみるために、図5.6bのように全PDF合計値の50%に相当する領域を囲む等値線(黒線)を引き、その重心(青丸)を各日の代表推定解とした。また、この重心を通り、x軸、y軸に並行な直線を引き、この直線と等値線の交点2つで挟まれた範囲(つまり、等値線で囲まれた領域の幅を意味する;青点線)を解のばらつきを示す指標として用いた。全PDF合計値の25%に相当する領域を囲む等値線(図5.6bの黒点線)が、複数の領域に分かれて図の縦方向に並んだ場合には、解が大きくばらついていると判断し、解析対象外とした。

図5.7a, bに、推定されたマグマヘッドの深さおよび火道内音速の代表推定解と解のばらつきの時間変化を示す。マグマヘッドの深さは、噴火開始直後(期間P1)には解析期間のうちで最も深い200 m程度であったが、期間P2の終盤には120 mほどまで浅くなった(図5.7c, d)。その後、期間P3–P5では深さは大きく変化せず、一部の時期を除いて120–130 m程度にとどまった。解のばらつきも100 m程度(深さ100–200 m)の範囲に収まった。期間P3の最後や期間P5の前半には、マグマヘッドは一時的に150 mより深くなった。また、火口底が陥没する直前の5月上旬には、50 m程度マグマヘッドが深部へ移動し、深さ200 m程度になった。一方、火道内音速には時期による大きな変動はみられなかった。1日ごとの推定結果においても(図5.6)、第4章での結果と同様に(図4.13)、火道内音速の範囲は想定範囲(300–800 m/s)全体に広がって分布しており、狭い範囲に制約することはできていない。

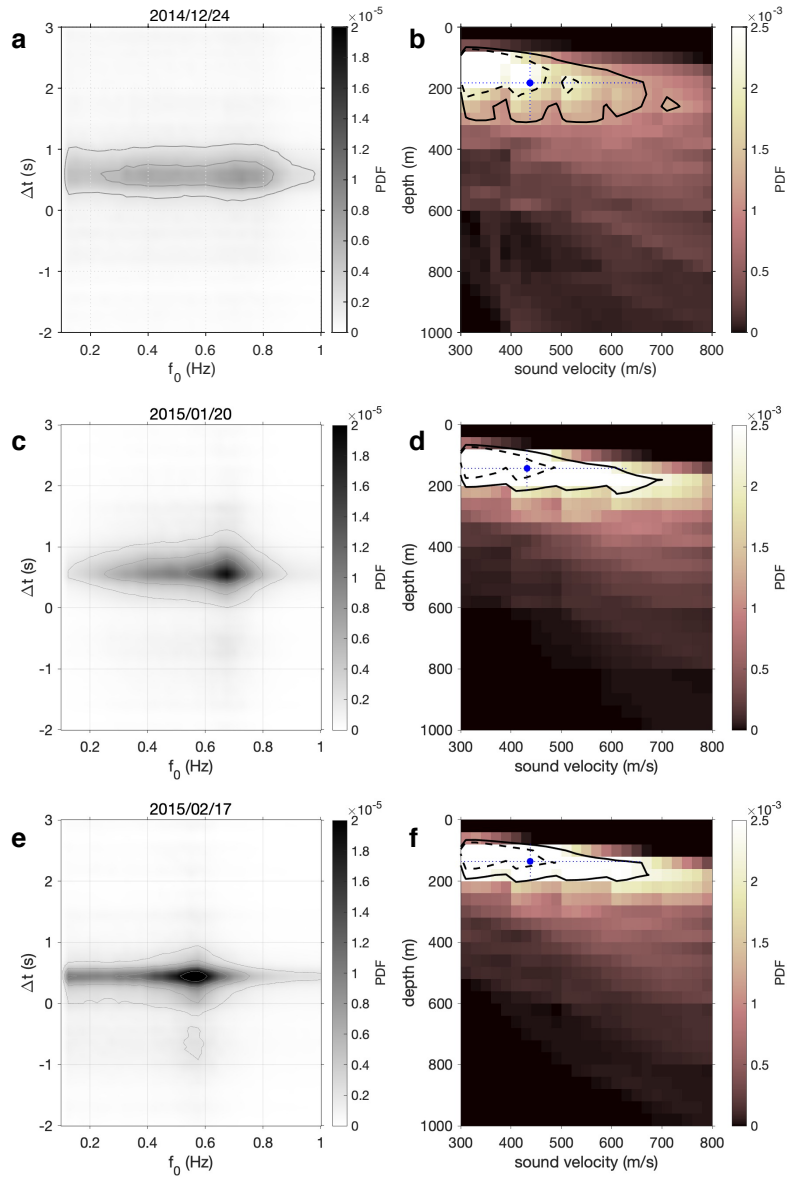


図 5.6 観測値の PDF 分布 (a,c,e; 再掲) と推定されたマグマヘッドの深さと火道内音速の分布 (b,d,f)。(a,b) 2014 年 12 月 24 日。(c,d) 2015 年 1 月 20 日。(e,f) 2015 年 2 月 17 日。b,d,f の黒実線で囲まれた領域内の PDF 値の合計は全領域の 50% に相当する (黒点線内の合計は全領域の 25%)。青丸は黒実線に囲まれた領域の重心を示し、この値をマグマヘッドの深さおよび火道内音速の代表推定解とする。青点線でこの領域の幅を示し、解のばらつきを表す。時間とともに黒線で囲まれた領域の深さ方向の幅が狭まり、より浅部に分布が偏る。火道内音速は、時期によらず、想定範囲 (300–800 m/s) 全体に広がって分布している。

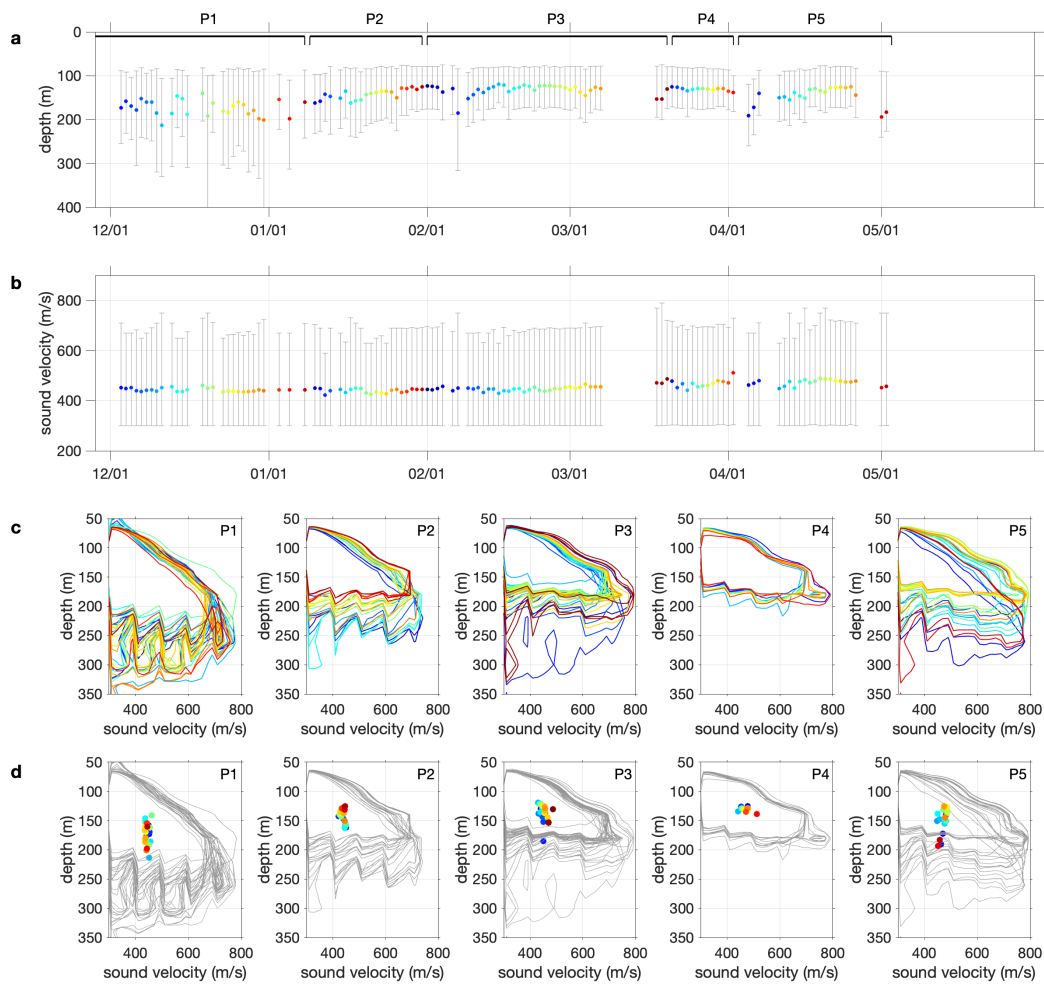


図 5.7 推定されたマグマヘッド深さと火道内音速の時間変化。a : マグマヘッド深さの時間変化。カラーの丸は代表推定解の深さを示す (図 5.6b の青丸)。エラーバーは、解のばらつきを示す (図 5.6b の青点線)。b : 火道内音速の時間変化。凡例は a に同じ。c, d : 5 期間 (期間 P1-P5) における PDF 値 50% 相当の等値線 (c) および重心位置 (d) の時間変化 (図 5.6b)。青から赤への変化が各期間中の時間の経過に対応する (a, b に示した代表推定解の色の変化に対応する)。

第 6 章

議論

本研究では、観測された地震動・空振のシグナル到来時間差と空振の卓越周波数の両方を説明可能なマグマヘッドの深さを推定するために、既存の 2 つの手法を統合した。推定時には、空振の倍音成分を用いて火道形状も制約した。この手法を阿蘇火山 2014-2015 年活動期全体に適用して、深さの時間変化を推定した。その結果、活動期初めには深さ 200 m 付近に存在したマグマヘッドは 1 月頃から 2 月上旬にかけて徐々に浅くなり、120 m 程度に達していたことが推定された。6.1 では、このマグマヘッド深さの時間変化をふまえて、2014-2015 年活動期の噴火活動の時間変化を解釈する。6.1.1 では、本研究で推定したマグマヘッドの深さと、深さの推定過程で制約した火道形状、シグナルの波形タイプ（空振波形・地震波形）、マグマ中の地震波伝播速度の計 5 項目を取り上げ、各項目の表面現象との関連や変化の要因について議論する。これをふまえて、6.1.2 で 2014-2015 年活動期の噴火活動の概念モデルを提案する。6.2 では、マグマヘッドの深さを推定するにあたっての火道形状の重要性と今後の展望について述べる。

6.1 噴火活動の時間変化

6.1.1 推定項目の解釈

a. マグマヘッドの深さ

本研究で推定されたマグマヘッドの深さの時間変化の大きな特徴は、期間 P2 のマグマヘッドの上昇であった。期間 P1 のマグマヘッドは深さ 200 m 程度であるが、期間 P2 の 1 月 10 日～1 月 29 日の間に 162 m から 125 m まで緩やかに上昇する。2015 年 1 月 5-9 日には、傾斜計で火口方向の隆起が観測されており、火口直下 2 km (気象庁, 2015a) あるいは 1.3 km (京都大学, 2015a) に膨張ソースが推定されている (図 6.1)。Miyabuchi and Hara (2019) では、急速に冷却されたことを意味する淡褐色ガラスの割合が、1 月中旬から増えていることを報告している。これらの事実は、この時期により新鮮なマグマが火道浅部に上昇してきたことを想起させる。したがって、1-2 月頃にマグマヘッドが上昇していた可能性をこれらの観測事実は支持する。

この期間 P2 は、マグマヘッドの上昇に加えて、火山灰噴出率も高い (図 6.1)。したがって、火道深部から

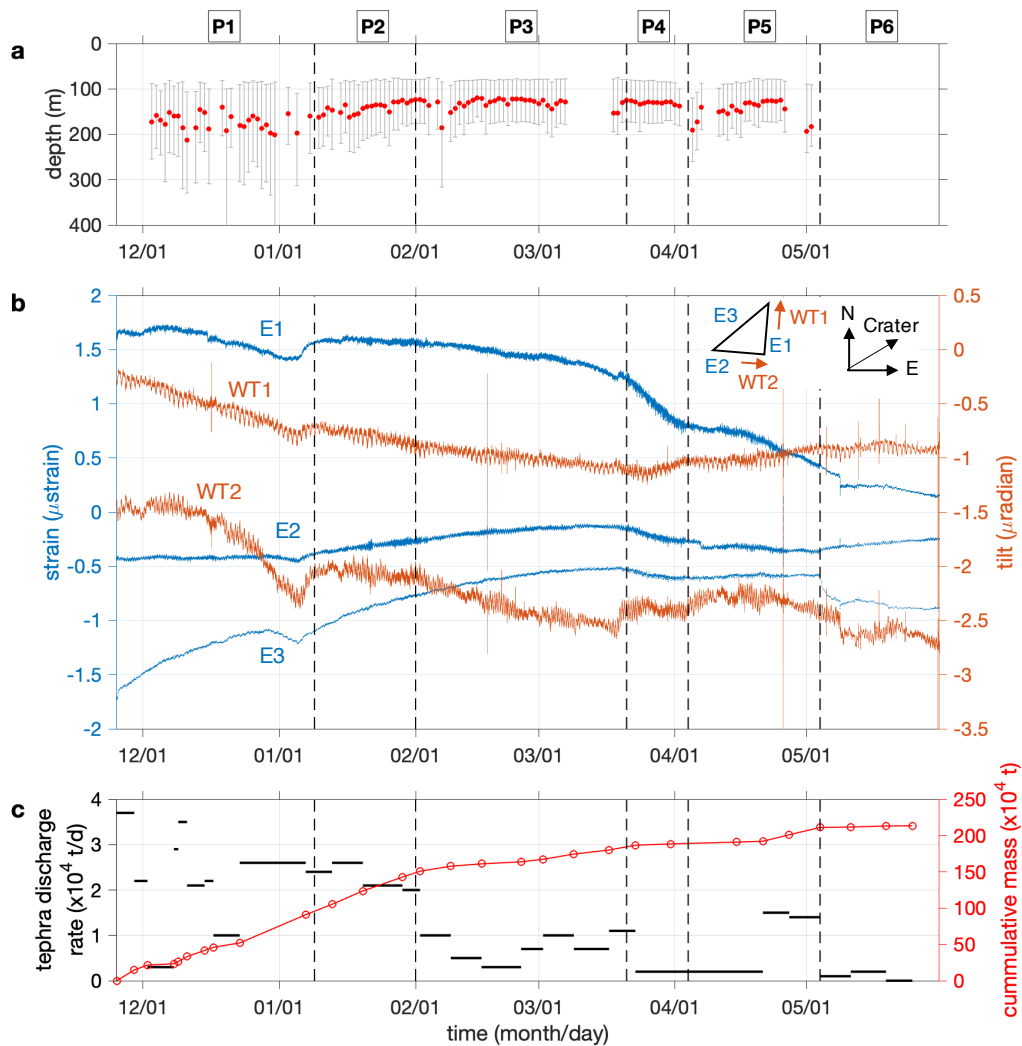


図 6.1 マグマヘッドの深さ変化と地盤変動（大倉, 私信）、火山灰噴出率（Miyabuchi and Hara, 2019）。
 a : マグマヘッドの深さ変化。b : 京都大学本堂観測坑道（図 2.1b）の伸縮計 (E1, E2, E3) および傾斜計 (WT1, WT2) の観測記録。期間 P2 の直前に火口上がりの傾斜と伸びがみられる。これら 5 成分から深さ 1.3 km の膨張源が推定されている（京都大学, 2015a）。c : 火山灰噴出率（黒線）と累積質量（赤線）。

のマグマ供給率が高かったと考えられる。期間 P3 以降は、マグマヘッドの上昇は止まり、火山灰の噴出率も低下したため、期間 P2 に比べてマグマの供給率は低下したと考えられる。その後、マグマヘッドの深さは噴火活動の終息まで浅い領域にとどまる。大きな深さの変化はないものの、期間 P4 直前の数日間や期間 P5 にも、わずかなマグマヘッドの上昇がみられている。この時期には、特に傾斜記録の WT2 成分にトレンドの変化がみられており、供給率の変化があった可能性がある。これは、たとえば Richardson et al. (2014) で報告されているような、マグマ貫入のサイクルがあったことを意味しているのかもしれない。今後、このような傾

斜・伸縮データの詳細な解析が必要であると考えられる。

火口底の陥没した 2015 年 5 月 3 日の数日前には、マグマヘッドの深さは 50 m ほど深部へ移動する。火口形状が物理的に不安定であったことも重なって、この深さ変化が火口底の陥没を誘発したと考えられる(後述)。

b. 火道形状

空振の倍音成分を用いて制約された火道形状は、円筒に近い形状から深いほど径の広がる円錐台形状に時間変化していた。火孔の内部に火孔の直径より水平スケールの大きな空洞が存在することは物理的には不安定であると考えられるが、複数の研究でこのような形状が推定されている (Fee et al., 2010; Sciotto et al., 2013)。また、ビジャリカやキラウエアでは、火孔径より内側の空間の水平スケールが大きい形状が実際に確認されている (Palma et al., 2008; Orr et al., 2013)。したがって、火孔内に広い空間が形成されることは、複数の火山に共通する特徴である可能性がある。このような形状の空洞は、マグマの熱による地盤の侵食 (Fee et al., 2010) や噴出したスパターが溶岩湖の上に屋根上に張り付くこと (Palma et al., 2008) で形成されると考えられる。本研究で得られた結果は、円錐台形状への変化とマグマヘッドの上昇の時期はいずれも期間 P2 であったことから (図 6.2)、上昇したマグマヘッドによってマグマヘッドの近くの火道壁が熱されて劣化し崩落して (Orr et al., 2013)、火孔の内部に空間が形成されるのかもしれない。

また、このような不安定な形状であったために、数十 m 程度の小規模なマグマヘッドのドレインバックで火口底が陥没したと考えられる。陥没イベントの数日前には、マグマヘッドが深部へ 50 m 程度移動したことが推定されたが、活動期最初の期間 P1 のマグマヘッドの深さと同程度 (深さ 200 m) の深さに戻ったに過ぎ

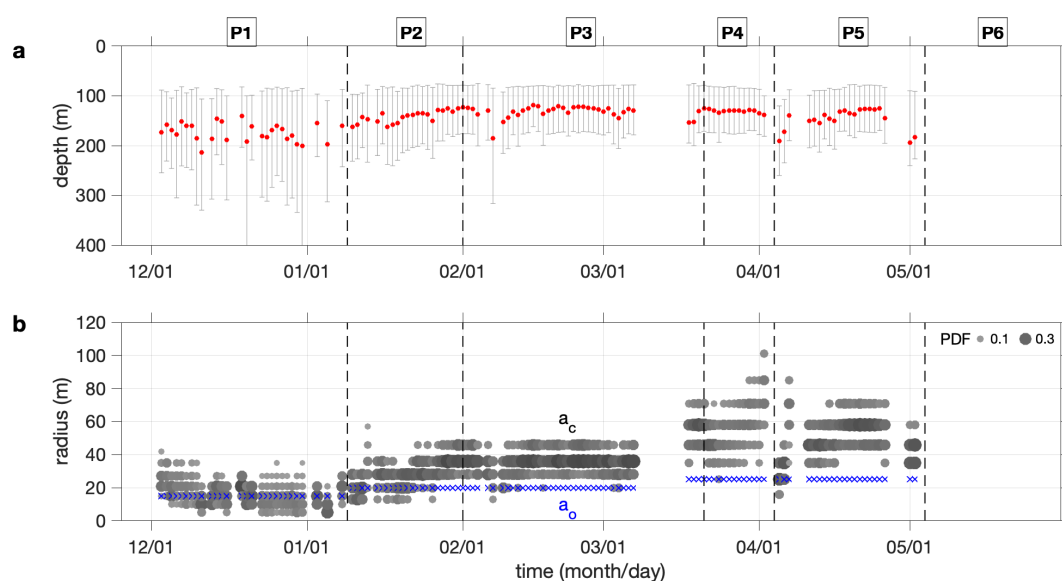


図 6.2 マグマヘッドの深さ変化 (a) と火道形状の変化 (b)。凡例は図 5.7a、図 5.4b に同じ。

ない。たとえば、キラウエア山頂火口でのカルデラ形成時には溶岩湖の湖面が300 m以上低下しており (Neal et al., 2019)、これに比べると本研究で推定された深さ変化は小さい。実際、陥没前に数百 m を超えるようなドレインバックが生じたわけではないことは、表面現象からも裏付けられる。図 6.3 に、陥没イベント直前の地震・空振波形と火口カメラの画像を示す。陥没イベントにともなう振幅の大きな火山性微動は、2015 年 5 月 3 日の 22:04 に発生しているが (気象庁, 2015b)、この約 1 時間前 (21:07) まで、火口からは赤熱した噴石が飛び出す様子が観測されている。噴石が飛び出す際の地震・空振波形には、不明瞭ながら振幅の増加がみられており、小規模な爆発現象が起っていた可能性が高い (図 6.3c,d)。その後 (21:17~) は視界不良のため、火口内の様子は判別できなくなるが、地震・空振波形とも大きな変化をしないまま、陥没イベントの発生時刻を迎える。したがって、マグマヘッドは陥没イベントの直前まで、噴石が火口底まで届くほどの地表に近い深さに存在していたと考えられる。陥没にともなうと考えられる火山灰の噴出も確認されており、その構成物は岩片の割合が多いものの新鮮なガラスも含まれていた (熊本大学教育学部, 2015)。この火山灰噴出は、キラウエアの溶岩湖で報告されているような崩落した火道壁がマグマヘッドと接触することによる噴出活動 (Orr et al., 2013; Eychenne et al., 2015) と似た現象である可能性がある。

火口底陥没によって、それまで存在していた火道内空間が潰されたと考え、活動期終盤の火道内空間の体積と陥没孔の体積は同程度であることが予想される。火道内空間の体積は、制約されたマグマヘッドの深さと仮定した火道形状を用いて算出できる。推定したマグマヘッドの深さとそのばらつき範囲、そして仮定した複数の火道形状の重み付け平均を用いて、空間の体積を推定した結果を図 6.4 に示す。火道内空間は 1 月上旬まで $1 \times 10^5 \text{ m}^3$ 程度であったが、2 月上旬ごろまでに $3 \times 10^5 \text{ m}^3$ 程度に成長した。その後、3 月下旬ごろから拡大し、活動期の終盤には $7 \times 10^5 \text{ m}^3$ 程度に達した。一方で、ドローンによる写真測量によって推定された火口底の陥没体積は、 $5.17 \times 10^5 \text{ m}^3$ (風間・ほか, 2015) であり、本研究で推定した火道内空間の体積と整合的である。火道内空間の体積の方が $2 \times 10^5 \text{ m}^3$ 程度大きいことが、陥没イベント後も火口からガスや火山灰の噴出が続いていたことを考えると、火道内空間は完全には埋まらず、マグマヘッドより上に火口底への経路が残っていたと考えられる。また、陥没中心は火口位置よりも南側にずれており (風間・ほか, 2015)、これは火道が南側に傾斜していたことを意味するのかもしれない。

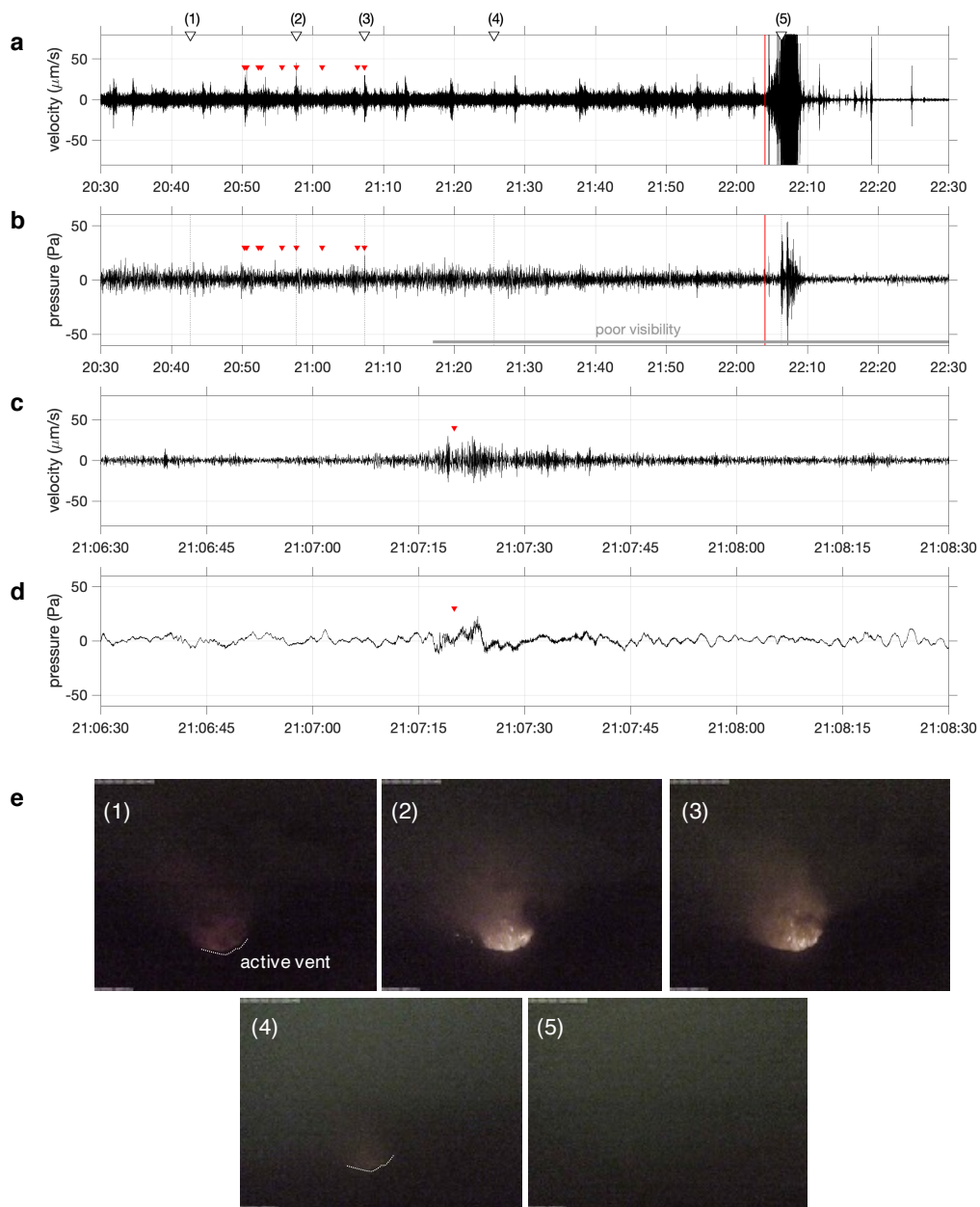


図 6.3 2015 年 5 月 3 日に発生した火口底陥没イベント前後の地震動 (a,c)・空振 (b,d) 波形と火口カメラ画像 (e)。a,b: 陥没イベントを含む 2 時間の波形。赤線は陥没イベントにともなう振幅の大きな火山性微動の発生時刻 (22:04)、赤三角は火口カメラ画像で火口から飛び出す噴石が確認できた時刻を示す。白三角で示された時刻の火口カメラ画像を e に示す。c,d: a 中の黒線で挟まれた範囲 (21:06:30–21:08:30) の拡大波形。噴石の飛散 (e3) にともなって、振幅の増加がみられる。

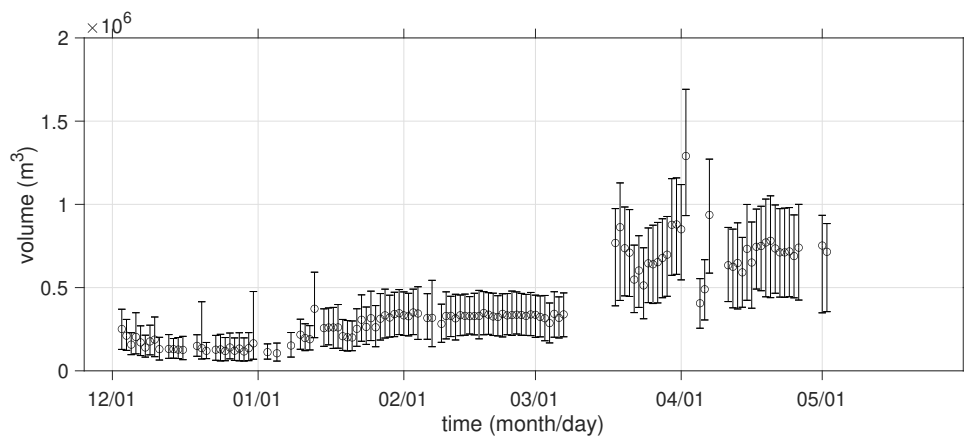


図 6.4 火道内空間の体積の時間変化。エラーバーは推定されたマグマヘッド深さのばらつき（図 5.7）を意味する。

c. 空振波形タイプ

空振波形は6種類の波形タイプに分けられた(図3.5)。活動期内で最も多くの割合を占めたのはINタイプであったが、時期によって主要なタイプが変化した(図3.8)。ここでは、各タイプのイベントが多くみられた時期の表面現象をふまえて、各タイプの波形特徴と噴火活動の関係をまとめる。

IL タイプ

ILタイプは共鳴の倍音成分である2 Hz成分が特に明瞭なことが特徴である(図3.5a)。このタイプは期間P5の前半(4月上旬～4月中旬)に最も多く観測された(図3.8)。この時期の表面現象は、火山灰をあまり噴出せずに噴石を飛ばすような爆発現象が多く観測されている(図6.5)。したがって、ILタイプは火山灰の少ない状況下で発生する爆発に関連する波形であると考えられる。

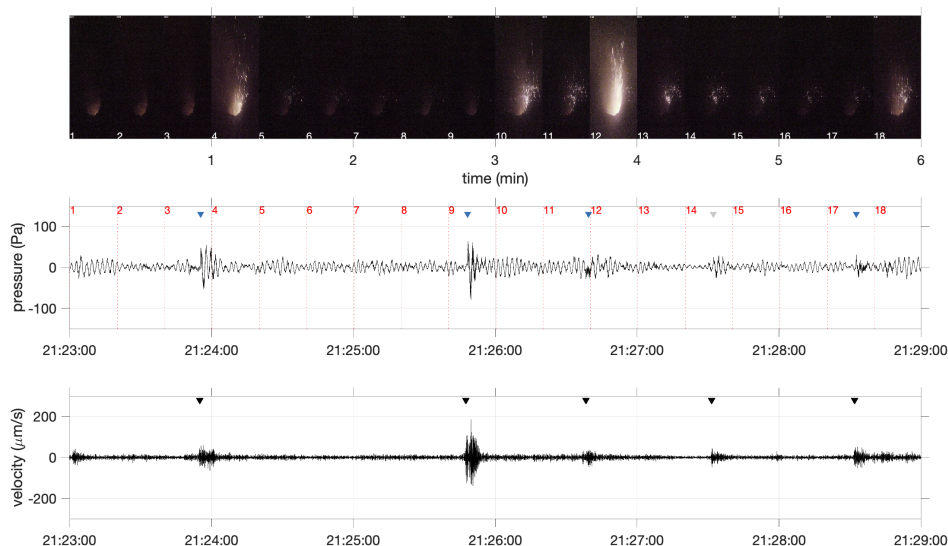


図 6.5 空振の IL タイプと表面現象(火口カメラ画像)。期間 P5 : 2015 年 4 月 18 日の空振・地震波形を示す。各スナップショットのタイムスタンプの時刻を赤点線で示す。スナップショット左下の番号が、点線の番号(赤字)と対応する。青色三角で IL タイプに分類された空振イベントを示す。黒三角で示す SL タイプに分類された地震イベントを示す。火山灰は噴出せず、赤熱した噴石を飛ばす様子が確認できる。

IM タイプ

このタイプは、4 Hz 成分が他のタイプに比べて大きいことが特徴である(図3.5b)。期間 P1 の一部の時期に観測されたが(図3.8)、その多くが火山灰の連続噴出中のシグナルであった。しかし、IMタイプが観測される時のみにみられる特異な表面現象などは確認できておらず、このタイプがどのような現象に由来するのかは不明である。

IH タイプ

IH タイプは、15 Hz 付近の高周波成分が大きいことが特徴的なタイプである (図 3.5c)。このタイプは、期間 P3 から顕著に増加した (図 3.8)。期間 P3 は火山灰の噴出率が低下し始めた時期と一致しており (Miyabuchi and Hara, 2019)、IH タイプの空振が発生するのは、比較的火山灰の噴出が少ないときのようなのである (図 6.6)。図 6.6 からは、濃い火山灰噴煙の噴出開始と同時に、IH イベントの発生が止まり、空振振幅が顕著に落ちることがわかる。IH タイプに特徴的な高周波成分は、爆発発生時のガスジェットによるものである可能性がある (Goto et al., 2014; Genco et al., 2014)。ヤスールでは火山灰噴出をとまなう爆発では、火山灰噴出をとまなわない爆発に比べて高周波成分が小さくなることが報告されており (Meier et al., 2016)、今回の結果はこれと整合的である。IL タイプも IH タイプと同様に、火山灰の少ない状況下で発生する爆発のシグナルと考えられるが、IL タイプの方が共鳴による倍音成分が顕著に大きい。IL タイプの方が、波源の時間関数の高周波成分にエネルギーを持っていたために、倍音が励起されやすかった可能性がある。

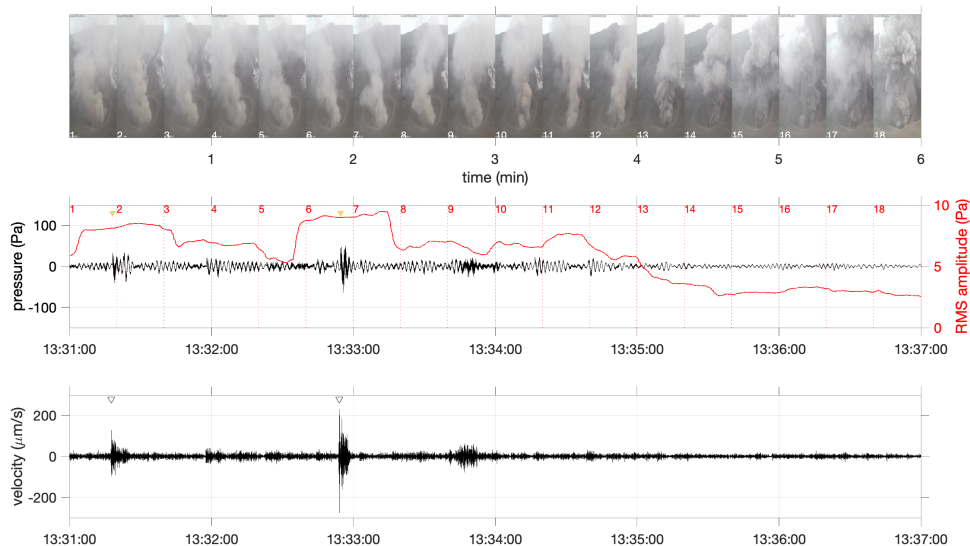


図 6.6 空振の IH タイプと表面現象。期間 P3：2015 年 2 月 24 日の空振・地震波形を示す。図の様式は図 6.5 と同様である。黄色三角で示す空振イベントは IH タイプに分類されたイベントである。白三角で示す地震イベントは SH タイプに分類されたイベントである。スナップショット 13 番から火山灰の噴出が始まる。赤線で空振の RMS 振幅 (40 s 窓) を示すが、火山灰の噴出とともに顕著に空振の振幅が小さくなることがわかる。

IN タイプ

IN タイプは 2014–2015 年活動期において最も多く観測された波形タイプであり、他のタイプに比べて特定の周波数に明瞭な特徴がみられなかった (図 3.5d)。このタイプの割合が最も多かったのは期間 P2 で (図 3.8)、この時期には連続的な火山灰の噴出が発生していた (図 6.7)。したがって、IN タイプは、連続的な火

山灰噴出の最中に発生する爆発イベントであると考えられる。IN タイプが全イベントの内、最も多い 4 割を占めたのも、今回の活動期において主体的な活動であった「灰噴火」にともなう爆発現象であったからだと考えられる。

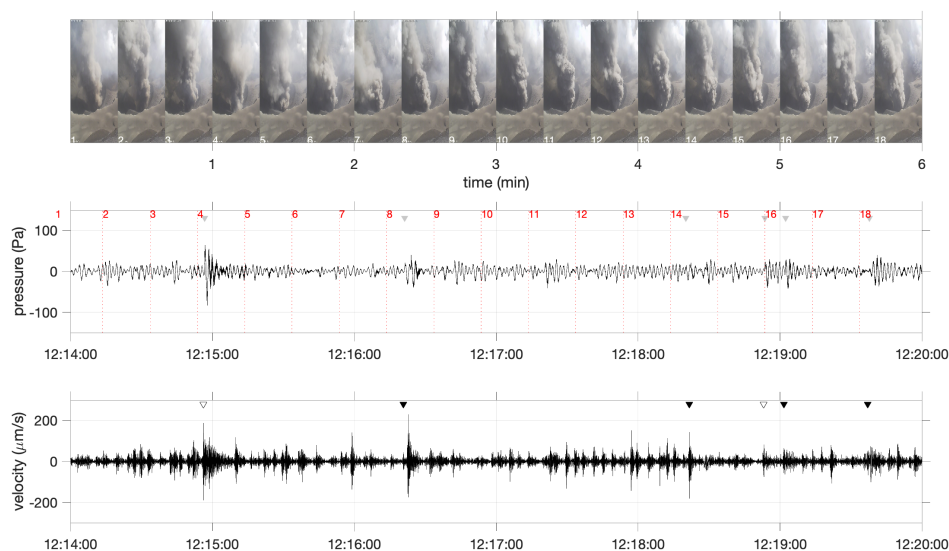


図 6.7 空振の IN タイプと表面現象。期間 P2：2015 年 1 月 20 日の空振・地震波形を示す。図の様式は図 6.5 と同様である。灰色三角で示す空振イベントは IN タイプに分類されたイベントである。連続した火山灰の噴出中によく観測される。

Ih タイプ

Ih タイプは、15 Hz 付近の高周波成分が小さいことが特徴である（図 3.5e）。このタイプの割合が顕著に増えたのは、期間 P4 である（図 3.8）。この期間には火山灰の噴出がほとんどなく、夜間には火道内が赤熱した状態が続き、他の期間のように爆発による噴石の飛散はほとんどみられなかった（図 6.8）。空振の振幅も常時大きい状態が続いており、個々のイベントを認識するのが難しかった（図 6.8）。この期間の大きな振幅は特に 0.5 Hz 成分が大きいことに起因する（図 3.4a-iii）。したがって、Ih タイプは継続的に火道内の共鳴が励起され続けている際の爆発によるシグナルである可能性がある。他の火山では、連続的な空振は explosive な現象から effusive な現象へ変化した際に観測されており、ガスフラックスの増加にともなうマグマ中の気相の流動様式の変化（スラグ流からチャーン流への変化）に起因すると解釈されている (Valade et al., 2018)。阿蘇火山では、ガスフラックスの増加によって火道内共鳴が励起され続け、振幅が大きくなった可能性がある。Ih タイプに卓越していた期間 P4 は他の期間に比べて SO₂ の噴出率が高いため (気象庁, 2015b)、この解釈を支持する。

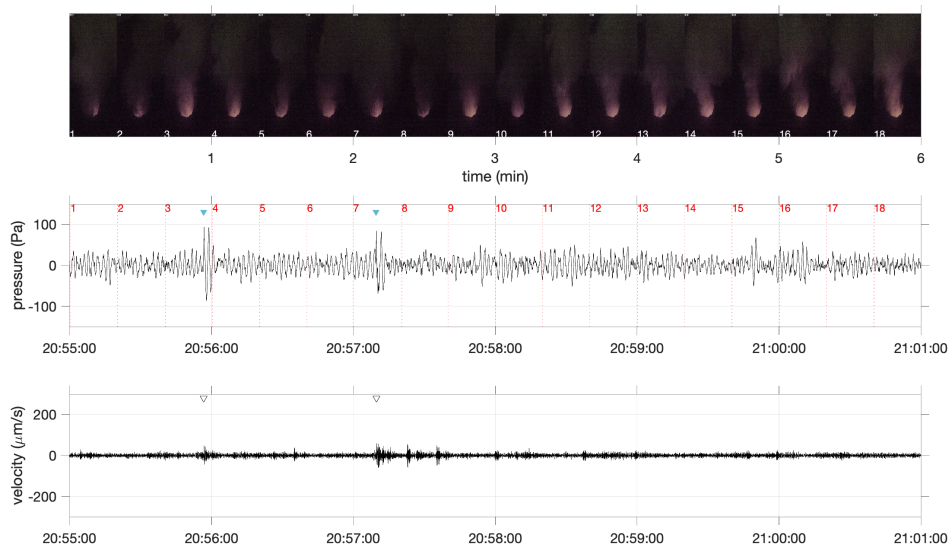


図 6.8 空振の Ih タイプと表面現象。期間 P4：2015 年 3 月 25 日の空振・地震波形を示す。図の様式は図 6.5 と同様である。空振は Ih タイプが検出されているが、イベントと判定されなかった時間帯も継続して、大きな振幅で振動している。

IA タイプ

このタイプは、パルス状の波形を示すことがその特徴であり、活動期最後の火口底陥没イベント後に観測された (図 3.8)。また、0.5 Hz 付近の共鳴によるピークが不明瞭であった (図 3.5f)。したがって IA タイプは、陥没によって共鳴器の役割を果たしていた火道内の空間が埋まり、残った隙間からガスが噴出する時のシグナルであると考えられる。

これらをふまえて、全 6 種類の空振波形タイプの関係を図 6.9 に示す。ここでは波形タイプに影響を与える 2 つの因子として、火山灰噴出の有無と波源の変化を挙げる。火山灰噴出が比較的少ないときの空振タイプは IH、IL、Ih タイプであった。連続的な火山灰噴出時には IN タイプがみられる。火山灰の噴出時に波形特徴が変化するのは、火山灰の形成にともなって波源のダイナミクスが変化している可能性がある。あるいは、波源自体は変化しておらず伝播媒体中に火山灰粒子が増えたために、周波数構造が変化した可能性もある。一般的に粉体層や多孔質媒体は吸音特性を有するため (たとえば 奥平・ほか, 1995)、火山灰に富んだ噴煙中を音波が伝播する際に特定の周波数帯が選択的に吸収されるのかもしれない。

一方、火山灰噴出が少ない状態で観測された IH、IL、Ih タイプは、波源の変化によって共鳴の励起のされ方が変化し、周波数構造が変わったと考えられる。Ih タイプは、定常的なガスの噴出によって共鳴が励起され続けていたため、共鳴の基本周波数成分が強く励起されたと考えることができる。IL タイプは高周波にエネルギーを持つ波源であったため、倍音成分がより強く励起された可能性がある。マグマヘッド表層のマグマが

高粘性化して爆発で生じる圧力パルスの幅が短くなったり (たとえば Capponi et al., 2017)、爆発源の気泡サイズが小さくなったこと (たとえば Goto et al., 2014)、より高周波成分にエネルギーを持つようになったのかもしれない。また、Ih タイプは IL タイプに比べて爆発性が低く、ガスジェットが生じず高周波成分が小さくなると考えられる。IM タイプについては、このタイプに関連するような特異な表面現象がみられなかった。IA タイプは、活動期最後に発生した火口底陥没の後に検出されたイベントであることから、火道内空間の大部分が潰され、残った隙間からガスの噴出する際のシグナルとして捉えられる。今後、個々のイベントと表面現象の関係をより詳細に調査することで、波形特徴の具体的な支配要因を理解することにつながると考えられる。

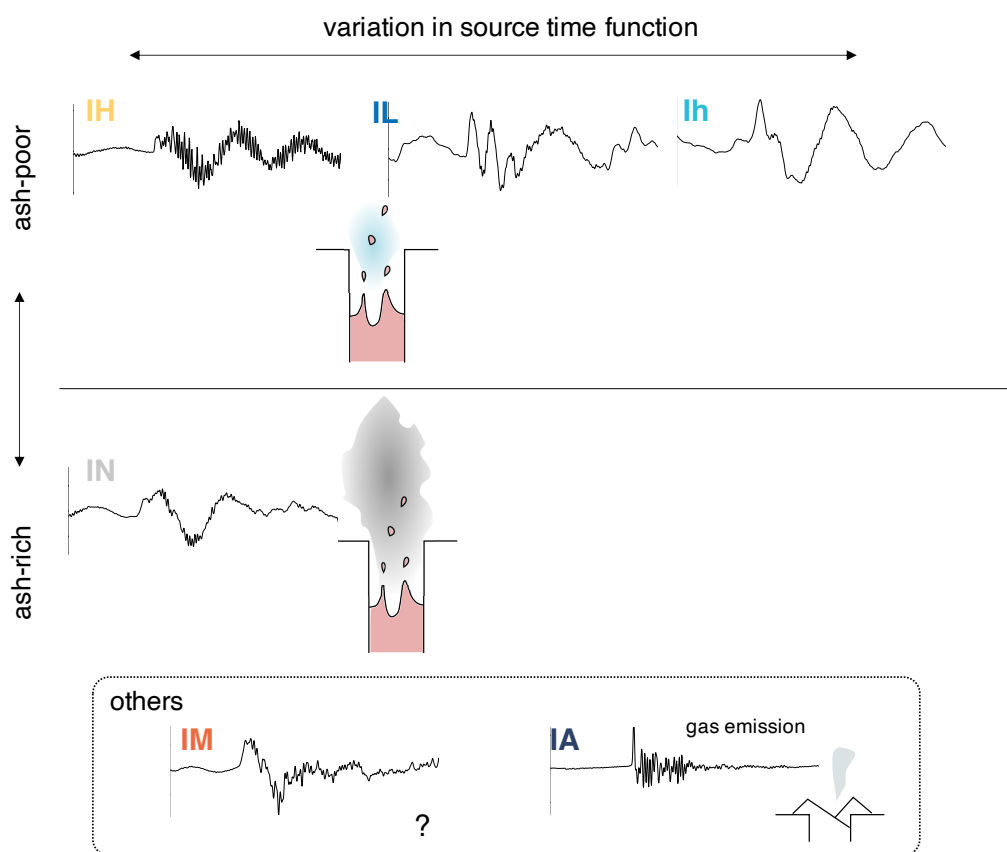


図 6.9 空振波形タイプの概念図。火山灰の噴出が少ない場合には IH、IL、Ih タイプが観測されるが、火山灰の噴出が多くなると IN タイプに変わる (縦軸)。また、波源が変化することで共鳴の励起のされ方が変わると IH タイプ、IL タイプ、Ih タイプに変動する。IA タイプは火口底の陥没後のガス噴出によるものと考えられ、IM タイプは解釈できていない。

d. 地震波形タイプ

地震波形は、高周波側 (>10 Hz) に主要なエネルギーを持つ SH タイプと低周波側 (3-5 Hz 付近) に主要なエネルギーを持つ SL タイプの 2 種類に分けられた (図 3.10)。活動期のほとんど (噴火開始 ~ 4 月) において SH タイプが卓越し、活動期の終盤には (4 月以降) に SL タイプが観測されたが、このタイプ変化と表面現象との明確な対応はなかった (図 3.11)。これは、波形タイプの分類に用いた指標が周波数スペクトル構造のみであったことが原因である可能性がある。ほかの波形特徴 (たとえば、継続時間) や複数観測点間の振幅比などを用いて、より詳細な調査が必要であると考えられる。

SL タイプが観測された時期には、爆発地震だけでなく、バックグラウンドの微動でも 3-5 Hz 付近の周波数帯が増幅していた (図 6.10)。したがって、SL タイプの地震動は、3-5 Hz に主要なエネルギーを持つバックグラウンドの微動と SH タイプの地震動の重ね合わせによって生じている可能性がある。須藤 (2012) では、阿蘇火山で観測される連続微動は、火山活動の活発化にともなって卓越周波数が 12 Hz から 3 Hz 程度まで低下することを指摘しており、1989-90 年、1992-93 年に周波数の低下が観測されている。今回周波数構造の変化がみられたのは活動期のごく一部の時期 (期間 P5) に過ぎないが、須藤 (2012) の報告と似た周波数変化である。火山活動の活発化にともなう連続微動の卓越周波数の低周波化は、阿蘇火山において繰り返し生じている現象なのかもしれない。

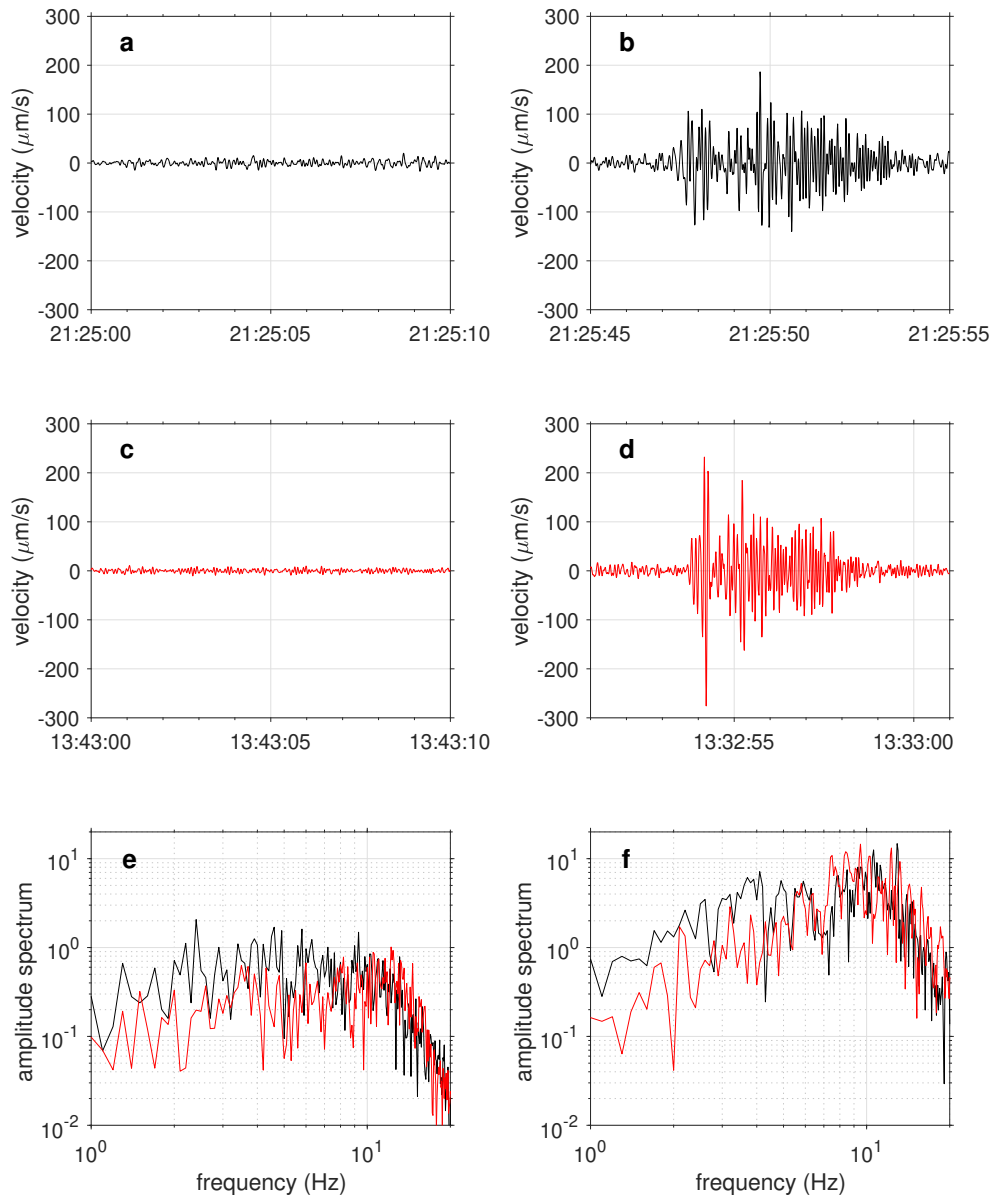


図 6.10 地震イベントとバックグラウンドの波形および周波数構造の比較。a,b : SL タイプが卓越していた活動期終盤 (期間 P5 : 2015 年 4 月 18 日) のバックグラウンドの波形 (a) とイベント時の波形 (b)。c,d : SH タイプが卓越していた活動期中ごろ (期間 P3 : 2015 年 2 月 24 日) のバックグラウンドの波形 (c) とイベント時の波形 (d)。e : バックグラウンド波形のスペクトル比較。黒線は a の波形、赤線は c の波形のスペクトルを示す。f : イベント波形のスペクトル比較。黒線は b の波形、赤線は d の波形のスペクトルを示す。

e. マグマ中の地震波伝播速度

シグナルの到来時間差 (Δt) の分布を説明するために制約したマグマ中の地震波伝播速度 v_{p0} は、時期によって値が変化した (図 5.5)。この値の違いは、地震波が伝播するマグマヘッド上部の媒質の変化を意味する可能性がある。マグマ中の地震波伝播速度 (P 波) の主要な支配要因は、気相の体積分率である (Morrissey and Chouet, 2001)。一般的に、マグマ中に気泡が含まれると地震波速度は低下し、特に気相の体積分率が 0–10% の範囲で急激に低下する (図 6.11a)。気相の体積分率が 10–90% の範囲では、地震波速度は 20 m/s 前後になる (図 6.11b)。したがって、定性的には、 v_{p0} の値の低い期間 P1、P4 におけるマグマヘッド上部は気相に富んでおり、 v_{p0} の値が高い期間 P3 や P5 にはマグマヘッドの気相の体積分率は低かったと考えられる (図 6.11c)。期間 P2 は期間内に気相の体積分率が徐々に低下したことが予想される。なお、期間 P1 の v_{p0} の値は 10 m/s 以下であり、定量的にはマグマ中の気相の影響だけでは説明できていない。これは、実際のシグナルの励起プロセスが本研究で仮定したものより複雑であることを示唆している可能性がある。

ストロンボリ式噴火が発生する際のマグマヘッドの上部には、High-Viscosity Layer (HVL) とよばれる層があり、その厚さの変化で噴火様式に差が生じると考えられている (Gaudin et al., 2017)。HVL を構成するのは、結晶度が高く、脱ガスした高粘性のマグマで (Gurioli et al., 2014)、これがプラグの役割を果たすことでストロンボリ式噴火の爆発性を高める (Del Bello et al., 2015)。また、この上部に、一度噴出した火砕物や崩壊した火道壁が堆積する場合もあり (Patrick et al., 2007; Capponi et al., 2016)、この堆積層と冷却されたマグマの層をまとめて HVL とよぶこともある (たとえば、Simons et al., 2020)。爆発の発生時には HVL が破壊され、噴石や火山灰として噴出される。

v_{p0} の値から示唆されるマグマヘッド上部の気相体積分率の変化は、この HVL の形成・消滅を反映している可能性がある。たとえばストロンボリで採取された噴石には、マグマヘッド表面の脱ガスしたマグマに由来する密度の高い領域とその下の新鮮なマグマに由来する発泡度の高い領域が混在しており、それぞれの領域の空隙率は 1–25% 程度、22–54% 程度である (Gurioli et al., 2014)。これをふまえると、上記でマグマヘッドの気相の体積分率が低いと予想された期間 P3、P5 には、マグマヘッド上部に脱ガスしたマグマ (HVL) が存在し、気相の体積分率が高いと予想された期間 P1、P4 には、発泡度の高いマグマが露出していたと考えることができる。

一般的に、HVL の有無は噴火様式の変化に影響を与えられている。HVL が存在する場合には、爆発発生時に噴石や火山灰が噴出されるが、存在しない場合はこれらをほとんど噴出しない (Gurioli et al., 2014; Leduc et al., 2015)。この考えにもとづくと、HVL が存在すると判断した期間 P3 と P5 には爆発時に噴石や火山灰の噴出があり、HVL が存在しないと判断した期間 P1 と P4 には噴石や火山灰の噴出がないことが予想できる。実際、期間 P3、P5 には爆発発生時に噴石の飛散がみられ、期間 P4 には噴石がみられていないため、この予想と一致している (図 6.12)。しかし、期間 P1 は連続的な火山灰の噴出と噴石の飛散がみられていたにもかかわらず (図 6.12a、6.13a)、低い v_{p0} の値は HVL が存在しなかったことを意味する。この期

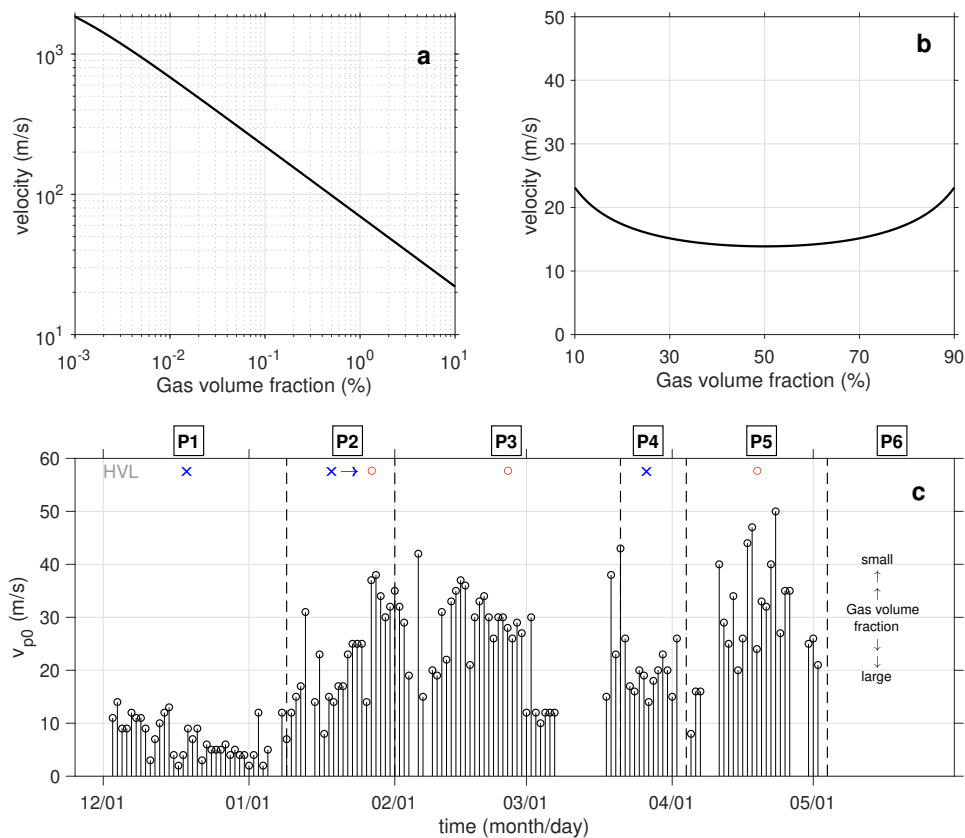


図 6.11 マグマ中の地震波伝播速度 (v_{p0}) と気相の体積分率との関係。a : マグマ中の気相体積分率が 10% 以下の場合の速度変化。b : マグマ中の気相体積分率が 10–90% の場合の速度変化。c : シグナル到来時間差 Δt のばらつきから制約された地震波伝播速度 (v_{p0}) の時間変化。なお、a、b の算出手法は Morrissey and Chouet (2001) を参照した。マグマは温度 1500 K の玄武岩質安山岩で、マグマ中に半径 1 mm の気泡が存在する状況を仮定し、伝播する波の周波数は 10 Hz とした。計算に使用した各種パラメータは、Rivers and Carmichael (1987)、Chouet (1996)、Morrissey and Chouet (2001)、Namiki et al. (2018) を参照した。図上部には、 v_{p0} の変化から想像される各期間の HVL の存在の有無を \circ × で示す。

間 P1 のみに矛盾が生じた理由として考えられるのは、この時期に連続的な火山灰の噴出と高頻度の噴石の飛散が続いていたことである。ストロンボリなどで観測される火山灰噴出は間欠的に発生し、継続時間は数秒～数分である (Patrick et al., 2007)。一方、阿蘇火山の火山灰噴出 (灰噴火) は数時間～数日にわたって連続的に発生する。また期間 P1 には、同時に高頻度で噴石を飛ばす爆発も繰り返されていた (図 6.12a)。このように継続時間が長い場合、マグマヘッド上部の脱ガスしたマグマは火孔外に放出され続けているため、HVL がマグマヘッド上部に存在し続けることは難しいと考えられる。したがって、期間 P1 には火山灰や噴石の飛散は観測されていたが、マグマヘッド上部に HVL はなかった可能性がある。つまり阿蘇火山において連続的に噴出される火山灰や噴石は、必ずしも HVL の破壊に由来するのではなく、別の定常的な供給源が存在する

と考えられる。

阿蘇火山の連続的な火山灰噴出（灰噴火）が維持されるメカニズムは、地下水によるマグマの効率的な冷却であると考えられている (Ono et al., 1995)。第一火口底の周辺には大量の地下水が存在することが指摘されており (池辺・ほか, 2008)、2014–2015 年活動期中にも火口底下に熱水系が残っていたと考えられている (Shinohara et al., 2018)。この地下水によって火道内のマグマはその周辺部から冷却され (池辺, 2008)、冷却され半固化したマグマの脆性破断によって火山灰が生産される (小野・ほか, 1995)。一方で、半固化したマグマの内側には、溶融マグマが存在する (小野・ほか, 1995; 池辺, 2008)。これをふまえると、期間 P1 には火道周辺部の冷却したマグマの破壊によって連続的な火山灰噴出が維持され、火道の中央部の溶融マグマを時折巻き込みながら噴出することで、高頻度の噴石の飛散がみられていたと考えられる。火道の中央部には気相に富んだ溶融マグマが存在していたため、低い v_{p0} の値を示した可能性がある。小野・ほか (1995) では、半固化したマグマの脆性破断によって生成された火山灰の形状は「多面体型」であり、内部の溶融マグマに由来する火山灰は「しづき型」になるとしている。2014–2015 年活動期中に採取された火山灰の形状は、大半が多面体型であった (Miyabuchi and Hara, 2019)。しかし、期間 P1 と P4 から P5 の前半に相当する時期には、しづき型に相当する火山灰も採取されており (Miyabuchi and Hara, 2019)、溶融した火道内部のマグマが噴出しやすい状態にあったことが想像される。これは、期間 P1 と P4 に HVL が存在しなかったという予想と概ね整合的である。

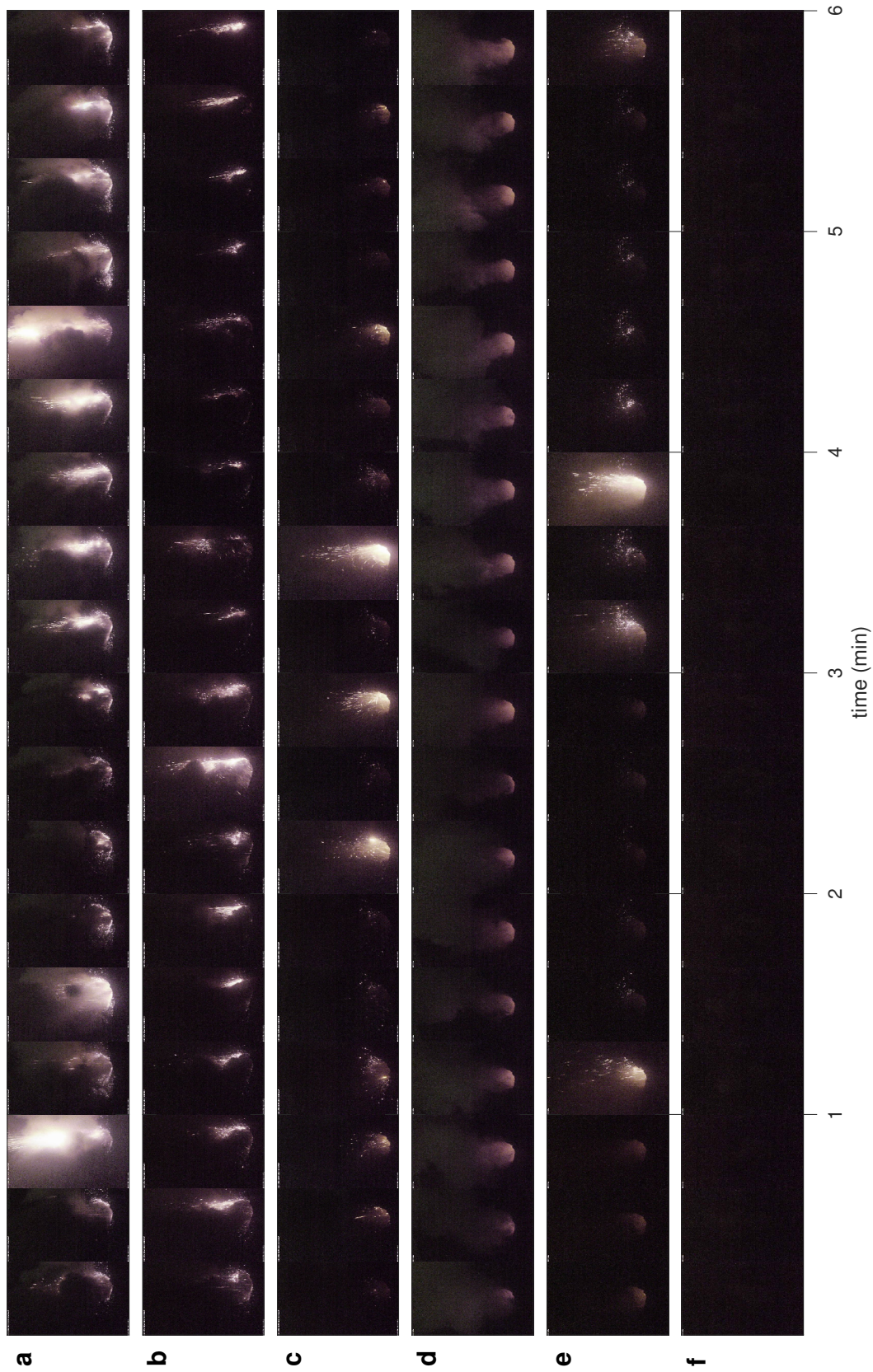


図 6.12 時期による表面現象の変化（夜間）。6 分間、20 秒ごとのスナップショットを示す。a：連続的な火山灰噴出と並行した赤熱噴石の飛散（期間 P1：2014 年 12 月 27 日）。b：連続的な火山灰噴出と並行した赤熱噴石の飛散（期間 P2：2015 年 1 月 20 日）。c：火山灰噴出をともなわない赤熱噴石の飛散（期間 P3：2015 年 2 月 24 日）。d：火道内の赤熱（期間 P4：2015 年 3 月 25 日）。噴石の飛散は見られない。e：火山灰噴出をともなわない赤熱噴石の飛散（期間 P5：2015 年 4 月 18 日）。f：火口底陥没後の火口内（期間 P6：2015 年 5 月 8 日）。

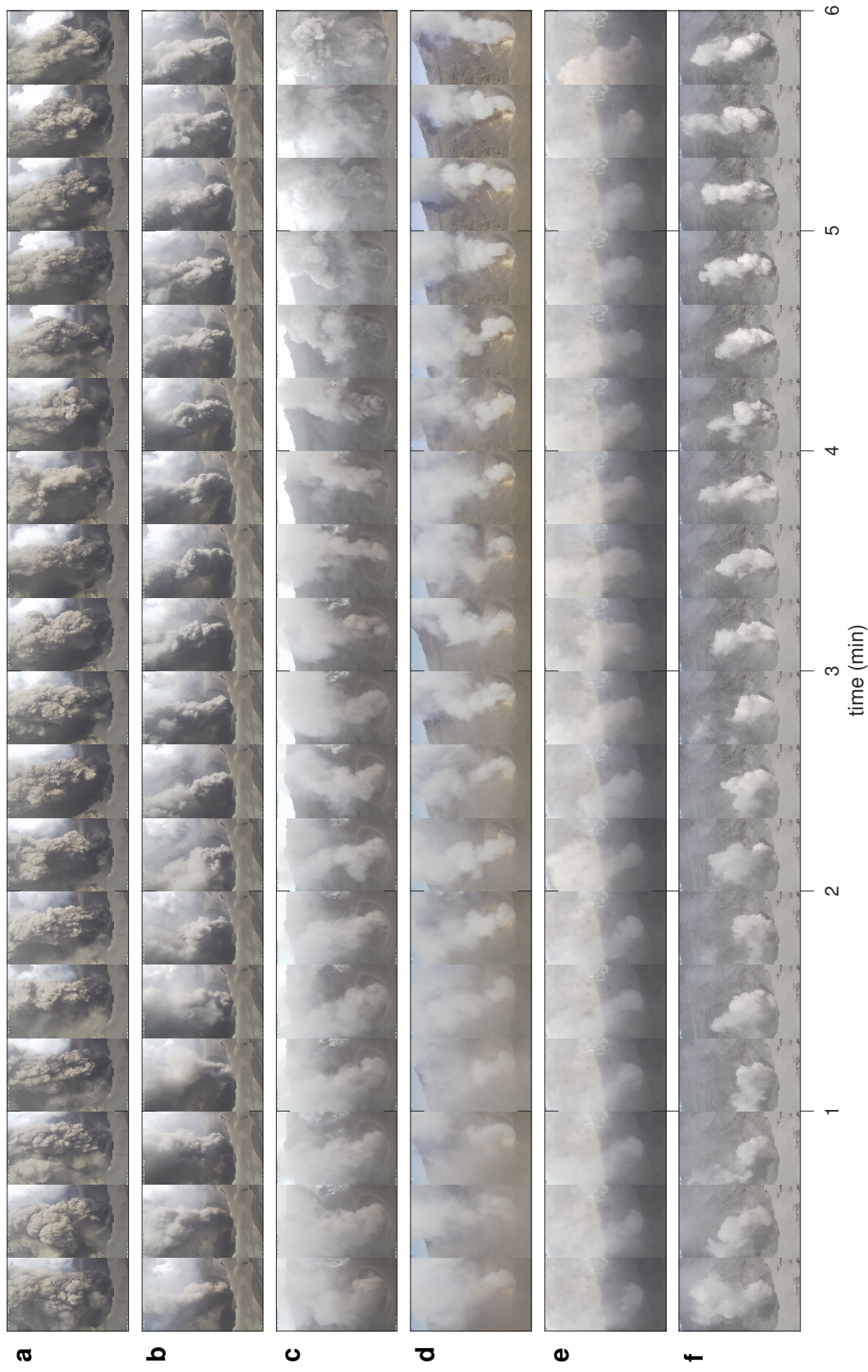


図 6.13 時期による表面現象の変化 (日中)。6 分間、20 秒ごとのスナップショットを示す。a: 連続的な火山灰噴出 (期間 P1: 2014 年 12 月 27 日)。b: 連続的な火山灰噴出 (期間 P2: 2015 年 1 月 20 日)。c: 連続的な火山灰噴出 (期間 P3: 2015 年 2 月 24 日)、4 分過ぎから火山灰の噴出が始まる。d: 火山灰を含まないガスの噴出 (期間 P4: 2015 年 3 月 25 日)。e: 火山灰を含まないガスの噴出 (期間 P5: 2015 年 4 月 18 日)。f: 火口底陥没後の白煙の噴出 (期間 P6: 2015 年 5 月 8 日)。

6.1.2 噴火活動の概念モデル

ここまでの検討をふまえて、推定されたマグマヘッドの深さの時間変化と波形タイプやマグマ中の地震波伝播速度の変化を比較する。また、火道形状や火山灰噴出率の変化 (Miyabuchi and Hara, 2019) など合わせて、阿蘇火山 2014–2015 年活動期の噴火活動の概念モデルを示す (図 6.14)。各時期区分ごとに、その特徴と解釈を述べる。

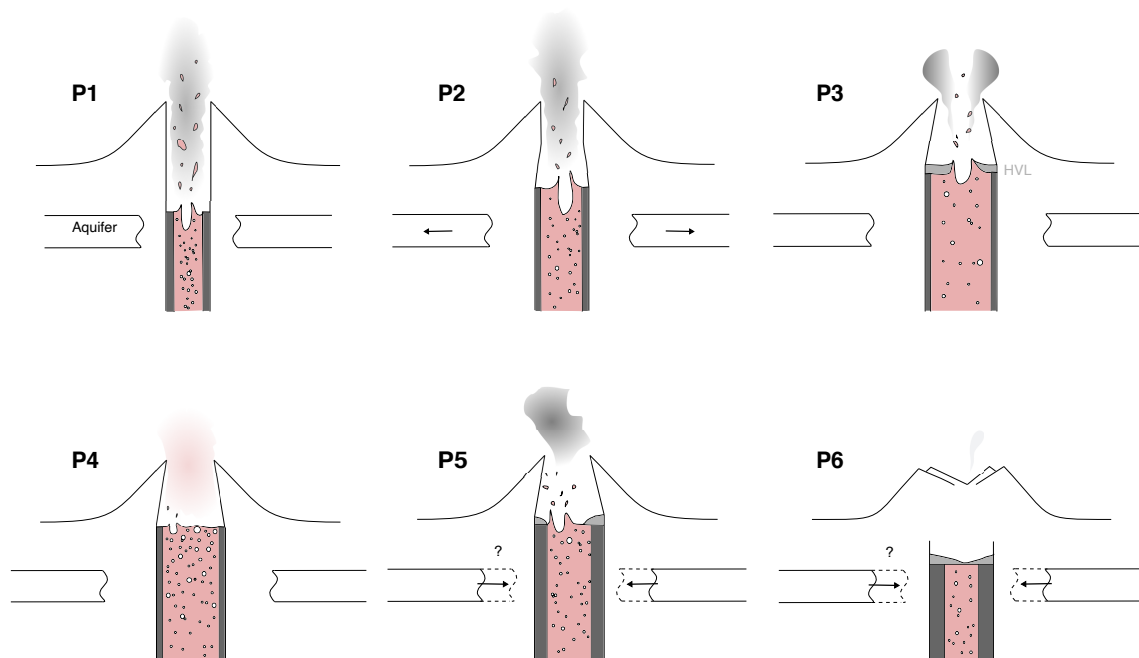


図 6.14 阿蘇火山 2014–2015 年活動期の概念モデル。P1：活動期の初期は、火道周囲から冷却されたマグマの脆性破壊と火道中央部の溶融マグマの噴出が同時に起こり、連続的な火山灰噴出をともなう噴石の飛散が発生する。P2：マグマ供給率の増加にともない、マグマヘッドは上昇し、火道周囲の地下水が追いやられる。また、マグマヘッドの熱で火道壁が劣化し、火道が円錐台形状になる。P3：火山灰の噴出は断続的になり、マグマヘッド最上部には HVL が形成される。P4：ガスフラックスの増加にともない、定常的なガス噴出が増加する。HVL は存在しない。P5：再び HVL が形成される。また、火道周囲の地下水によってマグマが冷却され始め、連続的な火山灰噴出が再開する。P6：火口底の陥没により火道が閉塞する。

期間 P1：2014/11/25–2015/01/08

この期間には、火山灰の連続的な噴出が発生しており、夜間には火山灰の噴出に並行して、赤熱した噴石の飛散が高頻度でみられた (図 6.12a、6.13a)。推定されたマグマヘッドの深さは、解析期間内で最も深い 200 m 付近であった (図 6.15a)。火道形状は円筒に近い形状であった (図 6.15b)。この期間に観測された空振のタイプは様々なタイプが混在しており、他の時期にはあまりみられない IM タイプも確認された (図 6.15c)。マグマ中の地震波伝播速度 (v_{p0}) は遅く (図 6.15d)、マグマヘッド上部には HVL が存在しなかったことが示

峻された。火山灰の噴出率は、他の時期に比べて比較的高いが、日によってばらつきがある（図 6.15e）。

この時期は噴火の最初期で、マグマヘッドがまだ十分に上昇しきっていなかった。空振の波形タイプは多岐にわたり、火山灰噴出率も日によって変動していたことから、爆発のダイナミクスは安定せず、時間と共に変化していたと考えられる。また、この時期は火孔径も拡大している (Yokoo et al., 2019)。火山灰やガスの噴出フラックスに対してまだ火道径が小さく、火道全体が削られて円筒形状のまま成長したと考えられる。火道周辺部の冷却したマグマの脆性破壊によって連続的な火山灰噴出が維持されながらも、火道の中央部には気相に富んだ溶融マグマが存在していたため、低い v_{p0} の値を示した可能性がある。

期間 P2 : 2015/01/09–2015/01/31

この期間には、引き続き連続的な火山灰噴出と高頻度の噴石の飛散が確認された（図 6.12b、6.13b）。マグマヘッドはこの期間に深さ 120 m 程度まで上昇する（図 6.15a）。火道内空間はマグマヘッド付近のみが広がり円錐台形状に成長した（図 6.15b）。また、空振の IN タイプの割合が顕著に増加する（図 6.15c）。 v_{p0} の値が増加しており（図 6.15d）、HVL が徐々に形成されたことが示唆される。火山灰の噴出率は、安定して高い値を示す（図 6.15e）。

この時期にはマグマだまりからのマグマ供給が増加しマグマヘッドが上昇したと考えられる。マグマヘッドが上昇すると、マグマヘッドの近くの火道壁は熱されて劣化し、崩落する (Orr et al., 2013)。これによって、深い方の火道径が広がり円錐台形状の空間が形成された可能性がある。噴出経路が成立したことで、安定して火山灰が噴出され空振は IN タイプが主となった。

期間 P3 : 2015/02/01–2015/03/20

この期間には、火山灰の噴出が前の期間に比べて断続的になり始める（図 6.12c、6.13c）期間 P2 で上昇したマグマヘッドは、浅い領域に到達しほぼ同じ深さにとどまる（図 6.15a）。空振の主要なタイプが IN タイプから IH タイプに入れ替わる（図 6.15c）。 v_{p0} は高い値を示し、HVL が形成されたことが示唆される（図 6.15d）。火山灰の噴出率は低下する（図 6.15e）。

この期間には、期間 P2 でのマグマヘッドの上昇（図 6.15a）によって地下水が火道周囲からなくなり、火道周辺部のマグマの冷却効果が下がり、火山灰の連続的な噴出を維持できなくなった可能性がある（図 6.14）。そして、火山灰噴出の中断は HVL の形成を促した。HVL は、爆発時に破壊されて噴石として噴出した。火山灰噴出率が低下し、空振は IH タイプが顕著に増加した。期間 P3 の終盤にはイベント数が減少し、深さが推定が推定できていない。この時期は一時的な小康状態となっていたと考えられる。

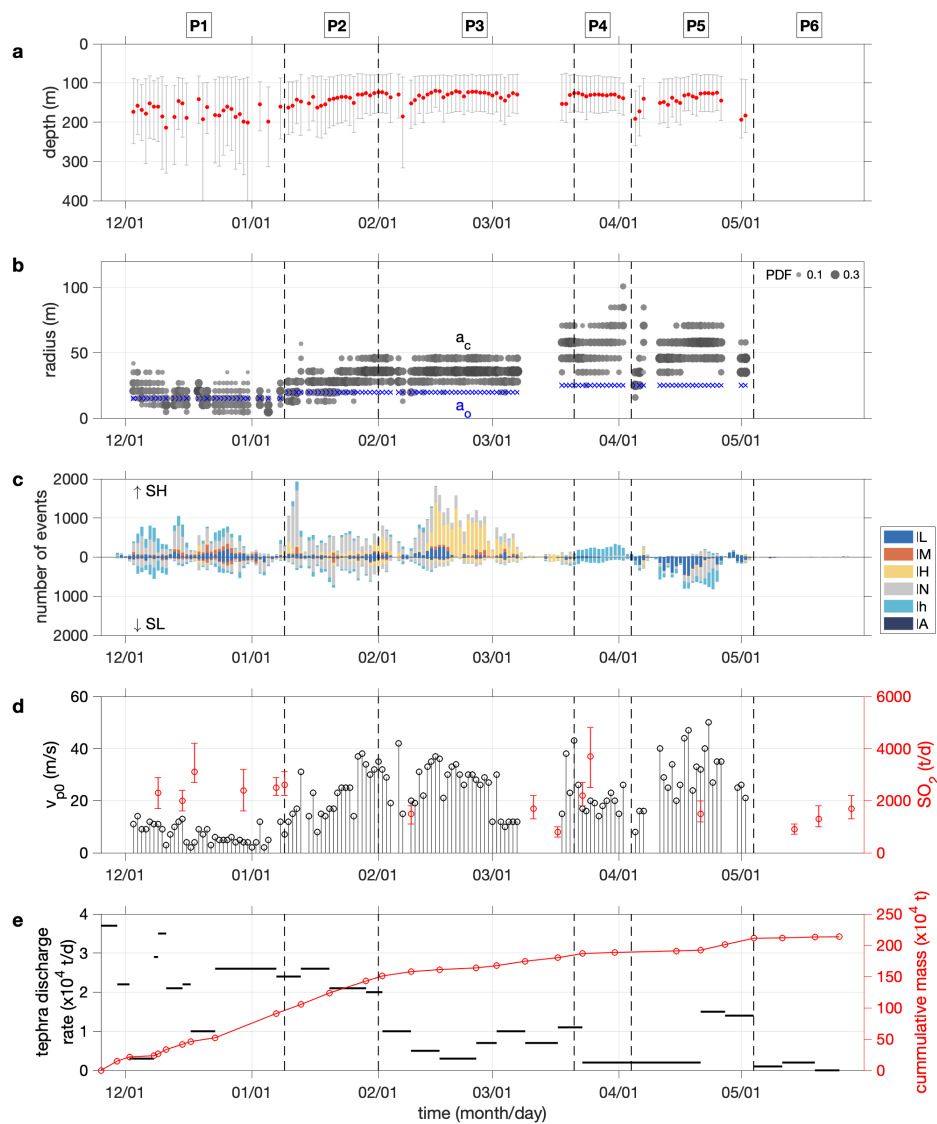


図 6.15 マグマヘッドの深さ変化と各種データの対応。a：推定されたマグマヘッドの深さ変化。b：推定された火道の半径の変化。火孔出口径 (a_o ; 青) と溶岩湖径 (a_c ; 灰色) を示す。c：地震・空振の各波形タイプのイベント数。棒グラフの色は空振のタイプを示し、縦軸の正の方向に地震タイプ SH、負の方向に地震タイプ SL を示す。d：(左軸) マグマ中の地震波伝播速度 (v_{p0})。(右軸) SO_2 噴出率の変化 (阿蘇火山防災連絡事務所 HP *1 より)。e：火山灰噴出率の変化および積算噴出量 (Miyabuchi and Hara, 2019)。各期間の噴出率を黒線で、積算質量を赤線で示す。

*1 https://www.data.jma.go.jp/svd/vois/data/fukuoka/rovd/m/Asosan_rovd/m/gas/gas.html (2021年11月30日閲覧)

期間 P4 : 2015/03/21–2015/04/03

この期間には、日中にはガスの噴出、夜間には火道内の赤熱がみられ、他の時期にみられたような噴石の飛散はみられなくなった（図 6.12d、6.13d）。推定されたマグマヘッドの深さは、120–130 m 付近の浅い位置にとどまっていた（図 6.15a）。この期間には、空振の主要なタイプが Ih タイプになった（図 6.15c）。 v_{p0} は再び低下し、HVL が存在しなかった可能性がある（図 6.15d）。火山灰の噴出率は活動期中で最も低くなった（図 6.15e）。

この時期にはガスフラックスが増加したことが示唆される。空振の Ih タイプが多くみられたことから、定常的なガス噴出の増加によって火道内共鳴が継続的に励起される状態であったと考えられる。この時期には一時的に SO_2 の観測量も増加していることも、ガス噴出の増加を裏付ける（図 6.15d）。期間 P3 の最後から P4 の最初に向けて、わずかにマグマヘッドが上昇しているため、新たなマグマの貫入があった可能性もある。ガスフラックスが増加したことで、マグマヘッドの対流が活発になり、HVL を形成できない状態であったのかもしれない。HVL が存在しないため、爆発時に噴石の飛散がみられなくなったと考えられる。

期間 P5 : 2015/04/04–2015/05/03

この期間になると、夜間には、再び赤熱した噴石が火孔から飛び出す様子がみられるようになった（図 6.12e）。また、4月下旬からは活発な火山灰の噴出もみられた。この時期には、マグマヘッドは、引き続き浅い領域に存在していた（図 6.15a）。空振の波形タイプは、最初 IL タイプが増加するが4月下旬から IN タイプも増加した（図 6.15c）。 v_{p0} の値が増加し、HVL が再度形成されたことが示唆される（図 6.15d）。火山灰の噴出率は、最初少ないが4月下旬から一時的に増加した（図 6.15e）。

この時期の最初には IL タイプの空振がみられており、期間 P4 に比べて共鳴の高次倍音成分が強く励起されるようになった。これは、期間 P4 にはなかった HVL が形成されたことで、爆発時により短い時間幅の圧力パルスが生じ (Capponi et al., 2017)、共鳴の高次倍音成分がうまく励起されたのかもしれない。その後、4月下旬から IL タイプが減り、期間 P1 や P2 の火山灰の噴出時によくみられた IN タイプの割合が増加するが、これは4月下旬から火山灰の噴出率が増加したと整合的である（図 6.15c, e）。この火山灰噴出率の増加は、地下水が徐々に火口底下に戻ったことで火道周辺部のマグマ冷却部が増加した可能性がある。

また、この期間の最後数日には、マグマヘッドが 50 m 程度深部へ移動した。この深さの変化と、火道形状が深くなるほど径の広がる不安定な形状であったこと（図 6.15b）が重なって、5月3日の火口底の陥没を誘発したと考えられる。

期間 P6 : 2015/05/04–2015/05/31

この期間は5月3日の夜間に発生した火口底陥没イベントの後の期間である。検出イベント数が少なかったため、マグマヘッドの深さは推定できなかったが、パルス状の IA タイプの空振が検出された。マグマ噴火の終了によって、火山灰噴出率は低下し、火孔からは白煙の噴出がみられていた（図 6.13f）。火口底の陥没に

よって共鳴器としての火道内空間が潰され、残った経路からガスが噴出する際に IA タイプの空振が発生していたと考えられる。

6.2 火道形状の重要性

本研究では、空振の倍音成分を使用して火道形状を制約できることを示した。観測された倍音を励起できる火道形状は、活動期中に円筒から深くなるほど径の広がる円錐台へと変化した。空振の卓越周波数の変化は、この形状の時間変化もふまえてマグマヘッドの深さの変化に変換された。また、推定された形状ではマグマヘッドに相当する深さの火道径が大きいため、火道内に溶岩湖の存在を想定した。シグナル到来時間差は、この溶岩湖面で発生する爆発の水平位置にも依存する可能性を検討した。このように、従来の単純なモデルでは十分に検討されていなかった火道形状を考慮したことで、シグナル励起モデルの修正につながり、マグマヘッドの深さの推定値にも影響を与えた。

ここで、従来の単純なモデルを想定して推定されたマグマヘッドの深さの時間変化と、本研究の推定結果を比較する。図 6.16a は、シグナル到来時間差 (Δt) のみを使用して推定した結果である。このとき、単純な円筒火道を想定し、図 4.9b に示したような爆発発生位置の水平変化は考慮しなかった。また、火道内音速には図 4.13d の分布を与えた。図 5.7a と同様に、解のばらつきは深さと音速の 2 次元 PDF 分布において PDF 値の総和が全体の 50% になる領域を囲む等値線の幅で示し、この領域の重心位置を代表深さとした。 Δt のみを使用した場合、ばらつきの幅は活動期の大半で 300 m 以上になった。このように深さが大きくばらつくのは、 Δt のばらつきが、全て深さのばらつきとして反映されているからである。一方、統合手法では、 f_0 との整合性を保つために、 Δt のばらつきの要因として深さや音速の変動だけでなく爆発の水平位置の影響も加味した。そのため、推定された深さは、100 m 程度のばらつきに収まっている (図 5.7a) また、代表深さの変化を比較すると、特に 3 月下旬の深さに大きな差がある。 Δt のみを使用した場合の深さは、この時期に深部へ移動している。しかし、 Δt のみを使用した場合のこの時期の解のばらつきは 400 m を超えており、1 日の間にこのように大きく深さが変動していたことは考えづらい。したがって、統合手法で推定された浅い深さの方が信頼できると考えられる。

図 6.16b には、空振の卓越周波数 (f_0) のみを使用して推定した深さの時間変化を示す。このとき、図 6.16a と同様に、火道内音速として図 4.13d の分布を与えた。また、火道形状は円筒火道を仮定し、火道半径には図 5.4b で仮定した a_0 の値を使用した。深さ推定には、数値シミュレーションから取得した円筒管における共鳴周波数と深さ・音速の関係を使用した。推定された深さは、 Δt のみを使用した場合に比べ、解のばらつきが小さく、100–200 m 程度のばらつきに収まった。このばらつきは、統合手法での解のばらつきと同程度であった。したがって、この点において f_0 のみを用いる従来手法に対する統合手法の優位性はあまりない。しかし、統合手法を用いた場合と f_0 のみを使用した場合を比べると、推定された代表深さの値に差が生じた。特に 1 月中旬以降に差が拡大し、統合手法によって推定された深さは、 f_0 のみを使用した場合に比べて 50 m 程度浅い (図 6.16b)。この差は、統合手法で火道形状の時間変化を考慮したことによって生じたと考えられる。統合手法で仮定した火道は、1 月ごろまでは円筒に近い形状だったが、それ以降は深くなるほど火道径の広がる



図 6.16 従来の推定手法で推定されたマグマヘッド深さ。図 5.7a と同様に代表深さ（赤丸）と解のばらつきを示す。比較のため、統合手法で推定された代表深さの変化を水色で示す。a：シグナル到来時間差のみを使用して推定されたマグマヘッド深さの時間変化。b：空振の卓越周波数のみを使用して推定されたマグマヘッド深さの時間変化。

円錐台形状である。円筒形状よりも、このような円錐台形状の方が、短い管で低い共鳴周波数を励起することが可能であるため、推定された深さが浅くなったことが示唆される。統合手法で同時に制約された火道内音速は全期間を通してほとんど変化がなかったため、火道内音速が1月中旬以降の推定深さの差を生んだ可能性は低い。つまり、形状の変化が推定されたマグマヘッドの深さ変化に大きな影響力を持っていたことがわかる。

これらの結果をふまえると、シグナル到来時間差はマグマヘッドの深さや火道内音速以外の要因でも変化する可能性が高いため、シグナル到来時間差に比べて空振の卓越周波数の方が平均的なマグマヘッドの深さを反映していると考えられる。実際、溶岩湖で発生する爆発現象は本研究で仮定したよりも複雑なものであることが予想されるため、特に地震動がどのように伝播するのかについては、検討の余地が残る。本研究では、簡単のため爆発源をポイントソースで仮定し、P波で振動が伝播することを仮定した。しかし、震源は有限サイズの気泡の破裂であり、溶岩湖の表面の短い距離を伝播するため、この仮定は不十分である可能性がある。また、溶岩湖中のマグマはその深さ方向に porosity や圧力が変化するため、鉛直方向に地震波伝播速度の速度勾配が生じる (Dibble, 1994)。そのため、地震波の波線は屈折し、今回仮定したように単純に爆発発生位置から溶岩湖の縁に伝播するわけではない。今回は爆発発生位置が溶岩湖面全体に分布していることを前提としたが、実際には位置の偏りが生じている可能性がある。低粘性マグマの溶岩湖では、溶岩湖表面に流れが生じており、湖底の噴出孔と溶岩湖の形状の関係によって、爆発が起こる位置は均質ではないようである (Valade et al., 2018)。溶岩湖の径が大きいほど、このような影響は大きくなると考えられる。したがって、たとえば

ストロンボリのように火道が細いと考えられる火山では、シグナルの到来時間差はマグマヘッドの深さ変化を比較的素直に反映するが、ピジャリカやエレパスのように火道径が大きく溶岩湖が存在するような火山では、到来時間差は必ずしも深さ変化に依存しないかもしれない。爆発源の深さや水平位置を直接測量でき、爆発発生時刻を（目視や映像等で）確認できる溶岩湖の近傍に観測点を設置し、地震波の到来時刻と爆発発生時刻を比較して地震波の伝播過程を検証することが必要である。

空振の卓越周波数を用いてマグマヘッドの深さを推定する場合、仮定する火道形状が推定される深さに対して強い影響をもつ。これは、適切に火道形状の時間変化を考慮しないと、誤った深さの時間変化が推定されてしまうことを意味する。本研究では、火道形状の制約に空振の倍音成分が有効なツールとなることを示した。空振の倍音成分の定量的な評価において、空振伝播の数値シミュレーションが今後さらに重要な役割を果たすと考えられる。数値シミュレーションの大きな利点は、複雑な形状の共鳴周波数の計算や複雑なモードの重ね合わせも評価できる点である。本研究では、単純な円錐台の火道形状を仮定し、理論式を用いて火道内空間の上端と下端の半径を制約した（図 4.2）。しかし、制約された形状が唯一解であるとは限らないため、推定されたマグマヘッドの深さ変化には議論の余地が残る。したがって、数値シミュレーションを用いて、複雑な形状の火道内で励起される共鳴の周波数スペクトルを取得し、観測された空振の周波数スペクトル構造に合わせこむように形状を制約することで、より正確な深さ変化の推定ができると考えられる (Watson et al., 2020)。さらに、Fee et al. (2010) では高周波側にみられた複雑なスペクトルピークを、閉空間の複数の壁で反射して生成される定在波 (tangential mode、oblique mode とよばれる) まで考慮することで説明できる可能性を指摘している。このように考慮する共鳴のモードが増えて複雑になるほど、理論上、各モードの周波数を計算できても、実際に各モードのシグナルが観測値と同程度の大きさ（明瞭さ）で励起されるかの判断は難しい。数値シミュレーションでは、管の長さや形状などの条件を変えることで異なる周波数スペクトル構造が得られるため、観測された空振のスペクトル構造をより適切に再現できる条件を探すことで、複数のピーク周波数の正確な評価につながると考えられる。この際に、火口径は貴重な制約条件になるため (Watson et al., 2020)、火口地形の定期的なモニタリングをすることが重要である。

今回は、観測された空振の卓越周波数を、片方の端が閉口端である管の基本共鳴周波数とその倍音と解釈した。一方で、Fee et al. (2010) や Sciotto et al. (2013) のように、観測された空振の周波数スペクトルにみられた複数のピークを、ヘルムホルツ共鳴と閉空間内で励起される定在波の重ね合わせで解釈することもできる。火孔出口部が狭まりネックを持つ形状を仮定し、ネック、共鳴空間ともに円筒であるとする、阿蘇火山で 2015 年 4 月下旬に観測された $f_0 = 0.5 \text{ Hz}$ と $f_1 = 2 \text{ Hz}$ を生むには、ネックに接続された共鳴空間の管の長さ 100 m で管半径が 47 m であればよい（図 6.17）。このとき、音速を 400 m/s とし、ネックの長さおよび半径を 10 m、25 m としている。したがって、火口底からの深さは 110 m となる。ネックの長さや共鳴空間の形状を仮定しているため、推定された深さの妥当性については不明である。しかし、ヘルムホルツ共鳴の場合でも観測された f_0 と f_1 を再現できるという事実は、活動期の後半に火孔出口部が狭まる火道形状であったことを支持する。

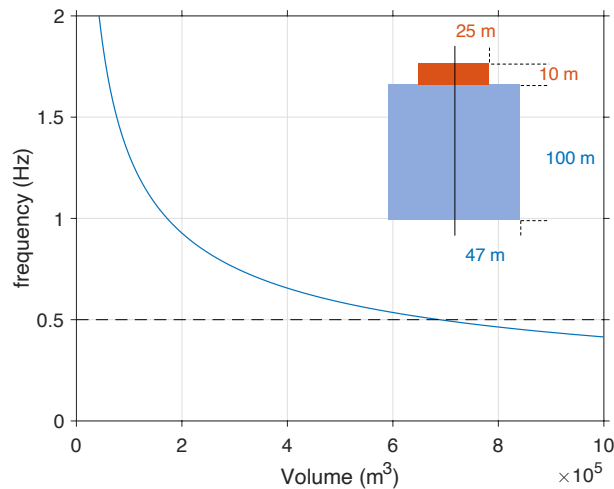


図 6.17 ヘルムホルツ共鳴の共鳴周波数と共鳴器の体積変化の関係。火道内音速 400 m/s、火孔径 25 m、ネック（赤）の長さを 10 m とした場合、ヘルムホルツ共鳴周波数が 0.5 Hz となるのは、共鳴空間（青）の体積が $6.87 \times 10^5 \text{ m}^3$ のときである。この体積を確保しながら閉管の気柱共鳴周波数 (= $c/2d$) を 2 Hz にするには、たとえば共鳴空間の管の長さ 100 m で管半径が 47 m の円筒であればよい。

本研究では考慮しなかったが、空振の倍音成分の大きさは共鳴を励起する波源の周波数にも依存する。図 6.18 には、数値シミュレーションにおいて、同じ火道形状・火道内音速の条件下で、波源の時間関数の周波数構造を変えたときに観測される周波数スペクトルを示す。波源の時間関数の主要な周波数帯が変わることで、励起される倍音の周波数は変わらないが、その大きさが変化することがわかる。つまり、観測された空振の周波数スペクトルは、火道の深さや形状だけでなく、波源の時間関数にも影響を受ける。したがって、理想的には形状・深さと同時に波源の時間関数を制約することで、より現実に近い爆発発生場が制約されると考えられる。波源の時間関数を制約できれば、共鳴を励起する爆発源そのもののダイナミクスの理解にもつながる。開口型火山の火道内部で発生する爆発によって生じる圧力変動は、その伝播過程で火道出口部におけるインピーダンスコントラストの影響を強く受ける。そのため、観測点で得られる空振波形の振幅や位相が、必ずしも火道内部の爆発源におけるダイナミクスを直接反映していない (Lacanna and Ripepe, 2020)。したがって、このように波源の時間関数を制約することは、火道内部で発生している現象の具体的な描像を得る手掛かりになると考えられる。しかし、制約すべき変数が増えることで、必ずしも形状や深さの影響と波源の時間関数による影響を分離できない可能性がある。制約するためには、形状・深さは卓越周波数の値から制約し、卓越周波数の振幅値を再現するように波源の時間関数を決めるなど、何らかの拘束条件を与えることが必要になるだろう。

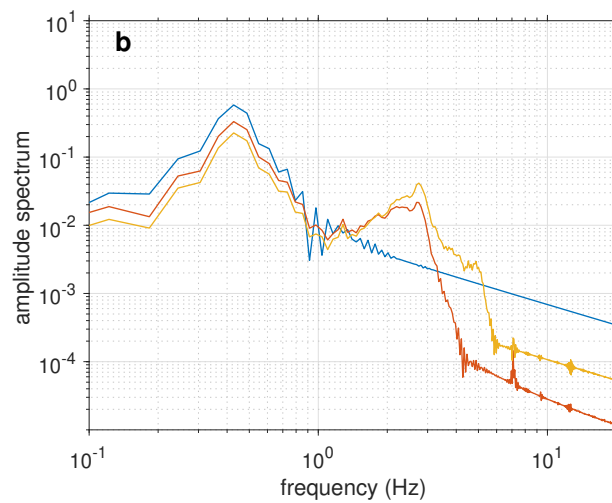
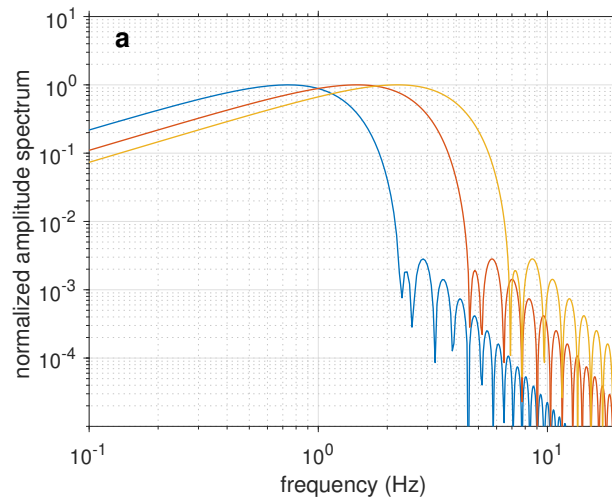


図 6.18 波源の時間関数の変化が倍音振幅に与える影響。火道内音速を 600 m/s、管の長さを 125 m、火道形状を $a_o/a_c = 25 \text{ m}/58 \text{ m}$ としたとき、a に示す周波数構造の波源関数（圧力変化）を与えると、観測点で得られる振幅スペクトルは b のようになる。線の色は与えた波源の時間関数の違いを表しており、波源関数の主要な周波数が高周波側に移るほど、観測点で得られる周波数スペクトルの倍音成分（2-3 Hz 付近）の振幅が増加する。

第7章

結論

本研究は、阿蘇火山において噴火時に観測される複数の観測値を统一的に説明できるようなマグマヘッドの深さを推定し、活動期におけるマグマヘッドの深さの時間変化を捉えることを目指した。そのために、従来用いられていた2つの推定手法を組み合わせた統合手法を考案した。この手法では、空振の倍音成分を用いて、火道形状を制約し、地震動および空振のシグナル到来時間差と空振の卓越周波数を用いて、マグマヘッドの深さと火道内音速の両方を同時に推定した。また、観測されたシグナル到来時間差の大きなばらつきは、マグマヘッド表面で発生する爆発の水平位置の変化を反映していると仮定した。2015年4月下旬のデータを例に用いると、火道形状は深くなるほど径の大きくなる円錐台形状であったことがわかった。マグマヘッドの深さは、シグナル到来時間差のみを使って深さを推定するよりも狭い領域(60–190 m)に推定された。また、円錐台形状の火道を仮定したことで、単純な円筒火道を仮定して空振卓越周波数から推定される深さよりも浅くなった。

提案したマグマヘッドの深さの推定手法を、阿蘇火山2014–2015年活動期全体で取得されたデータに適用して、マグマヘッドの深さの時間変化を推定した。その結果、噴火開始約1ヶ月後の2015年1月ごろからマグマヘッドが浅部に上昇し、その後噴火活動の終息まで浅い領域にとどまっていたことがわかった。マグマヘッドの浅部への移動がみられた時期には、浅部の地盤変動や火山灰の特徴からもマグマ供給率の増加が示唆されており、新しいマグマの貫入があったと考えられる。また、同時期には火道が円筒に近い形状から円錐台形状に変化した。この形状は、貫入したマグマの熱によって、マグマヘッド近傍の火道壁が劣化し崩落することで形成されたと考えることができる。火孔内に火孔径よりも大きな空間が広がっていると推定された例は他の火山でも複数報告されており、円筒火道が深部へ続いているという単純なイメージが現実とは異なっていることを示唆しているのかもしれない。活動期の最後にはマグマヘッドが50 m程度低下し、火口底が陥没したと考えられる。火道が不安定な形状であったことも重なって、小規模なマグマのドレインバックで陥没が起こった可能性がある。

本研究では、マグマヘッドの深さ推定に火道形状の時間変化を考慮することが重要であることを示した。特に、空振の倍音成分が形状を制約する有効なツールになる。より現実的な形状を制約する際には、空振伝播の

数値シミュレーションを用いて、観測された周波数構造を再現できるような条件を探ることが必要となるだろう。可能な限り火孔出口部の地形を定期的にモニタリングしておくことが、火道形状の貴重な制約条件になると考えられる。

阿蘇火山 2014–2015 年活動期中には、噴火表面現象にともなって地震波形や空振波形の特徴も時期によって変化していた。本研究では、この変化に基づいて解析期間を 6 つに分けた。マグマヘッドの明瞭な上昇が見られた期間 P2 以外の時期にも、期間の変わり目にわずかなマグマヘッドの上昇や傾斜記録のトレンドの変化がみられていた。これは、複数回のマグマの供給の変化があったことを示唆している可能性がある。今後、傾斜・伸縮記録の詳細な解析結果と比較することで、マグマヘッド表層で発生している噴火現象とマグマ供給の変化の関係が明らかになると考えられる。また、阿蘇火山の噴火活動を維持するマグマの供給メカニズムの理解につながることを期待される。

Thesis の基礎となった論文は以下のとおりである。

Gas flow dynamics in the conduit of Strombolian explosions inferred from seismo-acoustic observations at Aso volcano, Japan. *Earth, Planets and Space*, 71:13 (2019 年 2 月掲載)

Kyoka Ishii, Akihiko Yokoo, Tsuneomi Kagiya, Takahiro Ohkura, Shin Yoshikawa, and Hiroyuki Inoue.

Combined approach to estimate the depth of the magma surface in a shallow conduit at Aso volcano, Japan. *Earth, Planets and Space*, 73:187 (2021 年 10 月掲載)

Kyoka Ishii and Akihiko Yokoo.

参考文献

- Allen R. V (1978). Automatic earthquake recognition and timing from single traces. *Bulletin of the Seismological Society of America* 68(5):1521–1532. doi:10.1785/BSSA0680051521.
- Anzieta J. C, Ortiz H. D, Arias G. L, and Ruiz M. C (2019). Finding possible precursors for the 2015 Cotopaxi Volcano eruption using unsupervised machine learning techniques. *International Journal of Geophysics* 2019:6526898. doi:10.1155/2019/6526898.
- Ayers R. D, Eliason L. J, and Mahgerefteh D (1985). The conical bore in musical acoustics. *American Journal of Physics* 53(6):528–537. doi:10.1119/1.14233.
- Cannavo' F, Sciotto M, Cannata A, and Di Grazia G (2019). An integrated geophysical approach to track magma intrusion: The 2018 Christmas Eve eruption at Mount Etna. *Geophysical Research Letters* 46(14):8009–8017. doi:10.1029/2020GL088077.
- Capponi A, Lane S. J, and James M. R (2017). The implications of gas slug ascent in a stratified magma for acoustic and ground deformation source mechanisms in Strombolian eruptions. *Earth and Planetary Science Letters* 468:101–111. doi:10.1016/j.epsl.2017.04.008.
- Capponi A, Taddeucci J, Scarlato P, and Palladino D. M (2016). Recycled ejecta modulating Strombolian explosions. *Bulletin of Volcanology* 78:13. doi:10.1007/s00445-016-1001-z.
- Chouet B, Saccorotti G, Martini M, Dawson P, De Luca G, Milana G, and Scarpa R (1997). Source and path effects in the wave fields of tremor and explosions at Stromboli Volcano, Italy. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 102(B7):15129–15150. doi:10.1029/97JB00953.
- Chouet B. A (1996). New methods and future trends in seismological volcano monitoring. In: Scarpa R and Tilling R (eds) *Monitoring and Mitigation of Volcano Hazards* 23–97. Springer Berlin.
- Cigala V, Kueppers U, Peña Fernández J. J, Taddeucci J, Sesterhenn J, and Dingwell D. B (2017). The dynamics of volcanic jets: Temporal evolution of particles exit velocity from shock-tube experiments. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 122(8):6031–6045. doi:10.1002/2017JB014149.
- Del Bello E, Lane S. J, James M. R, Llewellyn E. W, Taddeucci J, Scarlato P, and Capponi A (2015). Viscous plugging can enhance and modulate explosivity of strombolian eruptions. *Earth and Planetary Science Letters* 423:210–218. doi:10.1016/j.epsl.2015.04.034.

- Dibble R. R (1994). Velocity modeling in the erupting magma column of Mount Erebus, Antarctica. In: Kyle P (ed) *Volcanological and Environmental Studies of Mount Erebus, Antarctica*, Antarctic Research Series 66 17–33. AGU Washington, D.C.
- Dürig T, Gudmundsson M. T, and Dellino P (2015). Reconstruction of the geometry of volcanic vents by trajectory tracking of fast ejecta - the case of the Eyjafjallajökull 2010 eruption (Iceland). *Earth, Planets and Space* 67:64. doi:10.1186/s40623-015-0243-x.
- Dvorak J. J (1992). Mechanism of explosive eruptions of Kilauea Volcano, Hawaii. *Bulletin of Volcanology* 54:638–645. doi:10.1007/BF00430777.
- Eychenne J, Houghton B. F, Swanson D. A, Carey R. J, and Swavely L (2015). Dynamics of an open basaltic magma system: The 2008 activity of the Halema'uma'u Overlook vent, Kilauea Caldera. *Earth and Planetary Science Letters* 409:49–60. doi:10.1016/j.epsl.2014.10.045.
- Fee D, Garcés M, Patrick M, Chouet B, Dawson P, and Swanson D (2010). Infrasonic harmonic tremor and degassing bursts from Halema'uma'u Crater, Kilauea Volcano, Hawaii. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 115:B11316. doi:10.1029/2010JB007642.
- Fletcher N. H and Rossing T. D (1998). *The Physics of Musical Instruments*. Springer-Verlag New York.
- Gaudin D, Taddeucci J, Scarlato P, Del Bello E, Ricci T, Orr T, Houghton B, Harris A, Rao S, and Bucci A (2017). Integrating puffing and explosions in a general scheme for Strombolian-style activity. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 122(3):1860–1875. doi:10.1002/2016JB013707.
- Genco R, Ripepe M, Marchetti E, Bonadonna C, and Biass S (2014). Acoustic wavefield and Mach wave radiation of flashing arcs in strombolian explosion measured by image luminance. *Geophysical Research Letters* 41(20):7135–7142. doi:10.1002/2014GL061597.
- Goto A and Johnson J. B (2011). Monotonic infrasound and Helmholtz resonance at Volcan Villarrica (Chile). *Geophysical Research Letters* 38(6):L06301. doi:10.1029/2011GL046858.
- Goto A, Ripepe M, and Lacanna G (2014). Wideband acoustic records of explosive volcanic eruptions at Stromboli: New insights on the explosive process and the acoustic source. *Geophysical Research Letters* 41(11):3851–3857. doi:10.1002/2014GL060143.
- Gurioli L, Colo' L, Bollasina A. J, Harris A. J. L, Whittington A, and Ripepe M (2014). Dynamics of Strombolian explosions: Inferences from field and laboratory studies of erupted bombs from Stromboli volcano. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 119(1):319–345. doi:10.1002/2013JB010355.
- Hagerty M, Schwartz S. Y, Garces M. A, and Protti M (2000). Analysis of seismic and acoustic observations at Arenal Volcano, Costa Rica, 1995–1997. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 101(1-2):27–65. doi:10.1016/S0377-0273(00)00162-1.
- Hamling I. J, Cevuard S, and Garaebiti E (2019). Large-scale drainage of a complex magmatic system:

- observations from the 2018 eruption of Ambrym Volcano, Vanuatu. *Geophysical Research Letters* 46(9):4609–4617. doi:10.1029/2019GL082606.
- Harris A and Ripepe M (2007). Synergy of multiple geophysical approaches to unravel explosive eruption conduit and source dynamics – A case study from Stromboli. *Geochemistry* 67(1):1–35. doi:10.1016/j.chemer.2007.01.003.
- Ichimura M, Yokoo A, Kagiya T, Yoshikawa S, and Inoue H (2018). Temporal variation in source location of continuous tremors before ash–gas emissions in January 2014 at Aso volcano, Japan. *Earth, Planets and Space* 70:125. doi:10.1186/s40623-018-0895-4.
- Ishii K, Hayashi Y, and Shimbori T (2018). Using Himawari-8, estimation of SO₂ cloud altitude at Aso volcano eruption, on October 8, 2016. *Earth, Planets and Space* 70:19. doi:10.1186/s40623-018-0793-9.
- Johnson J. B, Ruiz M. C, Ortiz H. D, Watson L. M, Viracucha G, Ramon P, and Almeida M (2018a). Infrasound tornillos produced by Volcán Cotopaxi's deep crater. *Geophysical Research Letters* 45(11):5436–5444. doi:10.1029/2018GL077766.
- Johnson J. B, Watson L. M, Palma J. L, Dunham E. M, and Anderson J. F (2018b). Forecasting the eruption of an open-vent volcano using resonant infrasound tones. *Geophysical Research Letters* 45(5):2213–2220. doi:10.1002/2017GL076506.
- Jones K. R, Johnson J. B, Aster R, Kyle P. R, and McIntosh W. C (2008). Infrasonic tracking of large bubble bursts and ash venting at Erebus Volcano, Antarctica. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 177(3):661–672. doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.02.001.
- Jones L. K, Kyle P. R, Oppenheimer C, Frechette J. D, and Okal M. H (2015). Terrestrial laser scanning observations of geomorphic changes and varying lava lake levels at Erebus volcano, Antarctica. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 295:43–54. doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.02.011.
- Kanda W, Tanaka Y, Utsugi M, Takakura S, Hashimoto T, and Inoue H (2008). A preparation zone for volcanic explosions beneath Naka-dake crater, Aso volcano, as inferred from magnetotelluric surveys. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 178(1):32–45. doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.01.022.
- Kanda W, Utsugi M, Takakura S, and Inoue H (2019). Hydrothermal system of the active crater of Aso volcano (Japan) inferred from a three-dimensional resistivity structure model. *Earth, Planets and Space* 71:37. doi:10.1186/s40623-019-1017-7.
- Kim K, Fee D, Yokoo A, and Lees J. M (2015). Acoustic source inversion to estimate volume flux from volcanic explosions. *Geophysical Research Letters* 42(13):5243–5249. doi:10.1002/2015GL064466.
- Kinsler L, Frey A, Coppens A, and Sanders J (1999). *Fundamentals of acoustics*. Wiley New York.
- Lacanna G and Ripepe M (2020). Modeling the acoustic flux inside the magmatic conduit by 3D-FDTD simulation. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 125(6):e2019JB018849.

doi:10.1029/2019JB018849.

- Le Pichon A, Pilger C, Ceranna L, Marchetti E, Lacanna G, Souty V, Vergoz J, Listowski C, Hernandez B, Mazet-Roux G, Dupont A, and Hereil P (2021). Using dense seismo-acoustic network to provide timely warning of the 2019 paroxysmal Stromboli eruptions. *Scientific Reports* 11:14464. doi:10.1038/s41598-021-93942-x.
- Leduc L, Gurioli L, Harris A, Colò L, and Rose-Koga E (2015). Types and mechanisms of strombolian explosions: characterization of a gas-dominated explosion at Stromboli. *Bulletin of Volcanology* 77:8. doi:10.1007/s00445-014-0888-5.
- McKee K, Fee D, Yokoo A, Matoza R. S, and Kim K (2017). Analysis of gas jetting and fumarole acoustics at Aso Volcano, Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 340:16–29. doi:10.1016/j.jvolgeores.2017.03.029.
- Meier K, Hort M, Wassermann J, and Garaebiti E (2016). Strombolian surface activity regimes at Yasur volcano, Vanuatu, as observed by Doppler radar, infrared camera and infrasound. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 322:184–195. doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.07.038.
- Minami T, Utsugi M, Utada H, Kagiya T, and Inoue H (2018). Temporal variation in the resistivity structure of the first Nakadake crater, Aso volcano, Japan, during the magmatic eruptions from November 2014 to May 2015, as inferred by the ACTIVE electromagnetic monitoring system. *Earth, Planets and Space* 70:138. doi:10.1186/s40623-018-0909-2.
- Miyabuchi Y and Hara C (2019). Temporal variations in discharge rate and component characteristics of tephra-fall deposits during the 2014–2015 eruption of Nakadake first crater, Aso Volcano, Japan. *Earth, Planets and Space* 71:44. doi:10.1186/s40623-019-1018-6.
- Miyabuchi Y, Iizuka Y, Hara C, Yokoo A, and Ohkura T (2018). The September 14, 2015 phreatomagmatic eruption of Nakadake first crater, Aso Volcano, Japan: Eruption sequence inferred from ballistic, pyroclastic density current and fallout deposits. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 351:41–56. doi:10.1016/j.jvolgeores.2017.12.009.
- Morita M (2019). Temporal variations of plume activities before the 8 October 2016 eruption of Aso volcano, Japan, detected by ground-based and satellite measurements. *Earth, Planets and Space* 71:7. doi:10.1186/s40623-019-0986-x.
- Morrissey M. M and Chouet B. A (2001). Trends in long-period seismicity related to magmatic fluid compositions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 108(1-4):265–281. doi:10.1016/S0377-0273(00)00290-0.
- Namiki A, Tanaka Y, and Yokoyama T (2018). Physical characteristics of scoriae and ash from 2014–2015 eruption of Aso Volcano, Japan. *Earth, Planets and Space* 70:147. doi:10.1186/s40623-018-0914-5.

- Neal C. A, Brantley S, Antolik L, Babb J, Burgess M, Calles K, Cappos M, Chang J, Conway S, Desmither L, Dotray P, Elias T, Fukunaga P, Fuke S, Johanson I. A, Kamibayashi K, Kauahikaua J, Lee R. L, Pekalib S, Miklius A, Million W, Moniz C. J, Nadeau P. A, Okubo P, Parcheta C, Patrick M. R, Shiro B, Swanson D. A, Tollett W, Trusdell F, Younger E. F, Zoeller M. H, Montgomery-Brown E. K, Anderson K. R, Poland M. P, Ball J. L, Bard J, Coombs M, Dietterich H. R, Kern C, Thelen W. A, Cervelli P. F, Orr T, F H. B, Gansecki C, Hazlett R, Lundgren P, Diefenbach A. K, Lerner A. H, Waite G, Kelly P, Clor L, Werner C, Mulliken K, Fisher G, and Damby D (2019). The 2018 rift eruption and summit collapse of Kilauea Volcano. *Science* 363(6425):367–374. doi:10.1126/science.aav7046.
- Ono K, Watanabe K, Hoshizumi H, and Ikebe S (1995). Ash eruption of the Naka-dake crater, Aso volcano, southwestern Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 66(1-4):137–148. doi:10.1016/0377-0273(94)00061-K.
- Orr T. R, Thelen W. A, Patrick M. R, Swanson D. A, and Wilson D. C (2013). Explosive eruptions triggered by rockfalls at Kilauea volcano, Hawai‘i. *Geology* 41(2):207–210. doi:10.1130/G33564.1.
- Palma J. L, Calder E. S, Basualto D, Blake S, and Rothery D. A (2008). Correlations between SO₂ flux, seismicity, and outgassing activity at the open vent of Villarrica volcano, Chile. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 113(B10201). doi:10.1029/2008JB005577.
- Patrick M, Orr T, Anderson K, and Swanson D (2019). Eruptions in sync: Improved constraints on Kilauea Volcano’s hydraulic connection. *Earth and Planetary Science Letters* 507:50–61. doi:10.1016/j.epsl.2018.11.030.
- Patrick M. R (2007). Dynamics of Strombolian ash plumes from thermal video: Motion, morphology, and air entrainment. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 112:B06202. doi:10.1029/2006JB004387.
- Patrick M. R, Anderson K. R, Poland M. P, Orr T. R, and Swanson D. A (2015). Lava lake level as a gauge of magma reservoir pressure and eruptive hazard. *Geology* 43(9):831–834. doi:10.1130/G36896.1.
- Patrick M. R, Harris A. J, Ripepe M, Dehn J, Rothery D. A, and Calvari S (2007). Strombolian explosive styles and source conditions: insights from thermal (FLIR) video. *Bulletin of Volcanology* 69:769–784. doi:10.1007/s00445-006-0107-0.
- Petersen T and McNutt S. R (2007). Seismo-acoustic signals associated with degassing explosions recorded at Shishaldin Volcano, Alaska, 2003–2004. *Bulletin of Volcanology* 69:527–536. doi:10.1007/s00445-006-0088-z.
- Pouclot A and Bram K (2021). Nyiragongo and Nyamuragira: a review of volcanic activity in the Kivu rift, western branch of the East African Rift System. *Bulletin of Volcanology* 83:10. doi:10.1007/s00445-021-01435-6.
- Richardson J. P, Waite G. P, and Palma J. L (2014). Varying seismic-acoustic properties of the fluctuating

- lava lake at Villarrica volcano, Chile. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 119(7):5560–5573. doi:10.1002/2014JB011002.
- Ripepe M, Harris A. J, and Carniel R (2002). Thermal, seismic and infrasonic evidences of variable degassing rates at Stromboli volcano. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 118(3-4):285–297. doi:10.1016/S0377-0273(02)00298-6.
- Ripepe M, Marchetti E, Ulivieri G, Harris A, Dehn J, Burton M, Caltabiano T, and Salerno G (2005). Effusive to explosive transition during the 2003 eruption of Stromboli volcano. *Geology* 33(5):341–344. doi:10.1130/G21173.1.
- Ripepe M, Sergio C, and Massimo D. S (2001). Time constrains for modeling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 106(B5):8713–8727. doi:10.1029/2000JB900374.
- Rivers M. L and Carmichael I. S (1987). Ultrasonic studies of silicate melts. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 92(B9):9247–9270. doi:10.1029/JB092iB09p09247.
- Ruiz M. C, Lees J. M, and Johnson J. B (2006). Source constraints of Tungurahua volcano explosion events. *Bulletin of Volcanology* 68:480–490. doi:10.1007/s00445-005-0023-8.
- Saito G, Ishizuka O, Ishizuka Y, Hoshizumi H, and Miyagi I (2018). Petrological characteristics and volatile content of magma of the 1979, 1989, and 2014 eruptions of Nakadake, Aso volcano, Japan. *Earth, Planets and Space* 70:197. doi:10.1186/s40623-018-0970-x.
- Salvatore V, Cigala V, Taddeucci J, Arciniega-Ceballos A, Fernández J. J. P, Alatorre-Ibargüengoitia M. A, Gaudin D, Palladino D. M, Kueppers U, and Scarlato P (2020). Gas-pyroclast motions in volcanic conduits during Strombolian eruptions, in light of shock tube experiments. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 125(4):e2019JB019182. doi:10.1029/2019JB019182.
- Sandanbata O, Obara K, Maeda T, Takagi R, and Satake K (2015). Sudden changes in the amplitude-frequency distribution of long-period tremors at Aso volcano, southwest Japan. *Geophysical Research Letters* 42(23):10256–10262. doi:10.1002/2015GL066443.
- Sato E, Fukui K, and Shimbori T (2018). Aso volcano eruption on October 8, 2016, observed by weather radars. *Earth, Planets and Space* 70:105. doi:10.1186/s40623-018-0879-4.
- Sciotto M, Cannata A, Gresta S, Privitera E, and Spina L (2013). Seismic and infrasound signals at Mt. Etna: Modeling the North-East crater conduit and its relation with the 2008–2009 eruption feeding system. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 254:53–68. doi:10.1016/j.jvolgeores.2012.12.024.
- Shinohara H, Geshi N, Yokoo A, Ohkura T, and Terada A (2018). Salt shell fallout during the ash eruption at the Nakadake crater, Aso volcano, Japan: evidence of an underground hydrothermal system surrounding the erupting vent. *Earth, Planets and Space* 70:46. doi:10.1186/s40623-018-0798-

4.

- Simons B. C, Cronin S, Eccles J, Jolly A, Garaebiti E, and Cevuard S (2020). Spatiotemporal variations in eruption style and magnitude at Yasur volcano, Vanuatu: part 2—extending Strombolian eruption classifications. *Bulletin of Volcanology* 82:70. doi:10.1007/s00445-020-01404-5.
- Spina L, Cannata A, Privitera E, Vergnolle S, Ferlito C, Gresta S, Montalto P, and Sciotto M (2015). Insights into Mt. Etna’s shallow plumbing system from the analysis of infrasound signals, August 2007–December 2009. *Pure and Applied Geophysics* 172:473–490. doi:10.1007/s00024-014-0884-x.
- Sudo Y and Kong L. S. L (2001). Three-dimensional seismic velocity structure beneath Aso Volcano, Kyushu, Japan. *Bulletin of Volcanology* 63:326–344. doi:10.1007/s004450100145.
- Taddeucci J, Scarlato P, Capponi A, Del Bello E, Cimarelli C, Palladino D. M, and Kueppers U (2012). High-speed imaging of Strombolian explosions: The ejection velocity of pyroclasts. *Geophysical Research Letters* 39(2):L02301. doi:10.1029/2011GL050404.
- Takagi N, Kaneshima S, Ohkura T, Yamamoto M, and Kawakatsu H (2009). Long-term variation of the shallow tremor sources at Aso Volcano from 1999 to 2003. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 184(3-4):333–346. doi:10.1016/j.jvolgeores.2009.04.013.
- Terada A, Hashimoto T, and Kagiya T (2012). A water flow model of the active crater lake at Aso volcano, Japan: fluctuations of magmatic gas and groundwater fluxes from the underlying hydrothermal system. *Bulletin of Volcanology* 74:641–655. doi:10.1007/s00445-011-0550-4.
- Terada A, Hashimoto T, Kagiya T, and Sasaki H (2008). Precise remote-monitoring technique of water volume and temperature of a crater lake in Aso volcano, Japan: implications for a sensitive window of a volcanic hydrothermal system. *Earth, Planets and Space* 60:705–710. doi:10.1186/BF03353134.
- Tsunematsu K, Ishii K, and Yokoo A (2019). Transport of ballistic projectiles during the 2015 Aso Strombolian eruptions. *Earth, Planets and Space* 71:49. doi:10.1186/s40623-019-1029-3.
- Valade S, Ripepe M, Giuffrida G, Karume K, and Tedesco D (2018). Dynamics of Mount Nyiragongo lava lake inferred from thermal imaging and infrasound array. *Earth and Planetary Science Letters* 500:192–204. doi:10.1016/j.epsl.2018.08.004.
- Vergnolle S and Bouche E (2016). Gas-driven lava lake fluctuations at Erta ’Ale volcano (Ethiopia) revealed by MODIS measurements. *Bulletin of Volcanology* 78:60. doi:10.1007/s00445-016-1047-y.
- Watson L. M, Dunham E. M, and Johnson J. B (2019). Simulation and inversion of harmonic infrasound from open-vent volcanoes using an efficient quasi-1D crater model. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 380:64–79. doi:10.1016/j.jvolgeores.2019.05.007.
- Watson L. M, Johnson J. B, Sciotto M, and Cannata A (2020). Changes in crater geometry revealed by inversion of harmonic infrasound observations: 24 December 2018 eruption of Mount Etna, Italy.

- Geophysical Research Letters 47(19):e2020GL088077. doi:10.1029/2020GL088077.
- Witsil A. J and Johnson J. B (2020). Analyzing continuous infrasound from Stromboli volcano, Italy using unsupervised machine learning. Computers & Geosciences 140:104494. doi:10.1016/j.cageo.2020.104494.
- Yamamoto M, Kawakatsu H, Kaneshima S, Mori T, Tsutsui T, Sudo Y, and Morita Y (1999). Detection of a crack-like conduit beneath the active crater at Aso volcano Japan. Geophysical Research Letters 26(24):3677–3680. doi:10.1029/1999GL005395.
- Yokoo A, Ishii K, Ohkura T, and Kim K (2019). Monochromatic infrasound waves observed during the 2014–2015 eruption of Aso volcano, Japan. Earth, Planets and Space 71:12. doi:10.1186/s40623-019-0993-y.
- Zobin V. M and Sudo Y (2017). Source properties of Strombolian explosions at Aso volcano, Japan, derived from seismic signals. Physics of the Earth and Planetary Interiors 268:1–10. doi:10.1016/j.pepi.2017.05.002.
- 青木 成一, 本多 彪, 早水 逸雲 (1940). 昭和 8 年 2 月阿蘇火山の活動調査報告. 験震時報 11:133–163.
- 池辺 伸一郎 (1999). 阿蘇中岳における 1990 年以降の表面活動の推移. 熊本地学会誌 121:12–16.
- 池辺 伸一郎 (2008). 阿蘇火山, 中央火口丘群の歴史時代の噴火現象に関する研究. 鹿児島大学理工学研究科博士論文.
- 池辺 伸一郎, 渡辺 一徳, 宮縁 育夫 (2008). 阿蘇火山中岳 1988～1995 年活動期における噴火様式の変化. 火山 53(1):15–33. doi:10.18940/kazan.53.1_15.
- 奥平 有三, 安藤 秀行, 佐藤 宗武, 宮南 啓 (1995). 粉体層の音響特性に及ぼす粒径の影響—吸音特性と音速—. 粉体工学会誌 32(5):311–318. doi:10.4164/sptj.32.311.
- 小野 晃司, 渡辺 一徳, 星住 英夫, 高田 英樹, 池辺 伸一郎 (1995). 阿蘇火山中岳の灰噴火とその噴出物. 火山 40(3):133–151. doi:10.18940/kazan.40.3_133.
- 風間 卓仁, 大倉 敬宏, 吉川 慎, 横尾 亮彦, 西島 潤 (2015). 阿蘇火山の火口底地形変化に伴う重力変化の見積もり. 日本火山学会 2015 年度秋季大会ポスター.
- 気象庁 (2013a). 阿蘇山の火山活動解説資料 (平成 25 年 3 月).
- 気象庁 (2013b). 阿蘇山の火山活動解説資料 (平成 25 年 6 月).
- 気象庁 (2014a). 阿蘇山の火山活動解説資料 (平成 26 年 8 月).
- 気象庁 (2014b). 阿蘇山の火山活動解説資料 平成 26 年 11 月 25 日 19 時 10 分発表.
- 気象庁 (2014c). 阿蘇山の火山活動解説資料 (平成 26 年 11 月).
- 気象庁 (2015a). 阿蘇山. 第 131 回火山噴火予知連絡会資料 (その 4).
- 気象庁 (2015b). 阿蘇山の火山活動解説資料 (平成 27 年 5 月).
- 気象庁 (2015c). 阿蘇山. 第 132 回火山噴火予知連絡会資料 (その 5 の 2).

- 京都大学 (2015a). 本堂観測坑道で観測された地殻変動と阿蘇山での降水量. 第 131 回火山噴火予知連絡会資料 (その 4).
- 京都大学 (2015b). GPS 観測による基線長変化 (2004 年 1 月 1 日から 2015 年 5 月 16 日). 第 132 回火山噴火予知連絡会資料 (その 5 の 2).
- 熊本大学教育学部 (2015). 阿蘇火山中岳における 2015 年 5 月 3 日噴出物に関する調査速報. 第 132 回火山噴火予知連絡会資料 (その 5 の 2).
- 河野 義禮 (1934). 昭和七八年の阿蘇火山活動概況. 岩石礦物礦床學 11(6):274-282.
doi:10.2465/ganko1929.11.274.
- 国土地理院 (2015a). 阿蘇山の SAR 干渉解析結果について. 第 131 回火山噴火予知連絡会資料 (その 4).
- 国土地理院 (2015b). 阿蘇山の SAR 干渉解析結果について. 第 132 回火山噴火予知連絡会資料 (その 5 の 2).
- 佐々 憲三 (1939). 火山爆發活動と火山微動, 地震との關係. 地球物理 3(3):215-226.
- 産業技術総合研究所 (2015). 2014 年 11 月 26-27 日噴火マグマの岩石学的特徴と揮発性成分濃度. 第 131 回火山噴火予知連絡会資料 (その 4).
- 須藤 靖明 (2012). 最近の阿蘇火山中岳の火山活動について—開放型火山—. 月刊地球 34(12):722-731.
- 筒井 智樹, 須藤 靖明, 森 健彦, 勝俣 啓, 田中 聡, 及川 純, 戸松 稔貴, 松尾 紉道, 松島 健, 宮町 宏樹, 西 潔, 藤原 善明, 平松 秀行 (2003). 阿蘇火山中央火口丘山体の 3 次元地震波速度構造. 火山 48(3):293-307.
doi:doi.org/10.18940/kazan.48.3_293.
- 防災科学技術研究所 (2015). 阿蘇山の火山活動について. 第 132 回火山噴火予知連絡会資料 (その 5 の 2).
- 宮縁 育夫, 飯塚 義之, 遠入 楓大, 大倉 敬宏 (2021). 阿蘇火山中岳第 1 火口における 2019~2020 年マグマ噴火の先駆活動—2019 年 5 月 3 日~5 日噴火を含む火山活動の特徴—. 火山 66(3):157-169.
doi:10.18940/kazan.66.3_157.
- 横尾 亮彦・宮縁 育夫 (2015). 2014 年 11 月から始まった阿蘇火山中岳第一火口の噴火活動. 火山 60(2):275-278. doi:10.18940/kazan.60.2_275.
- 吉川 慎・須藤 靖明 (2004). 阿蘇火山中岳第 1 火口の温度変化と火山活動. 京都大学防災研究所年報 47(B):803-807.
- 渡辺 一徳 (1991). 阿蘇火山中岳の火山活動. 熊本地学会誌 98:2-13.

謝辞

本研究をまとめるにあたり、お世話になった方々に感謝の意を表す。

京都大学地球熱学研究施設の横尾亮彦准教授には、長きにわたって親身にご指導いただいた。ここには書ききれないが、一人では乗り越えられなかったであろう数々の場面において、多くの助言やサポートをいただいたことに深く感謝する。また、阿蘇に来てからの日々の議論は、私にとって大きな糧となった。同施設の大倉敬宏教授、宇津木 充助教、鍵山恒臣名誉教授（現阿蘇火山博物館）には学部生時代から貴重なアドバイスをいただき、研究生活のさまざまな場面で支えていただいた。三者三様に阿蘇と向き合う姿からは、多くのことを学ばせていただいた。

同施設の大沢信二教授、楠本成寿教授、柴田智郎准教授には、毎週のゼミで大変お世話になった。京都大学防災研究所桜島火山観測所の井口正人教授をはじめとする諸先生方には、研究を進める上でさまざまな助言をいただいた。同観測所の中道治久准教授には、修士課程時から副指導としてご指導いただいた。特に、空振の倍音成分を使って火道形状を制約するというアイデアを検討するきっかけになったのは、中道准教授にいただいたご指摘であったことを感謝したい。

火山人材育成コンソーシアムの東北大学 西村太志教授、小園誠史准教授、地引泰人准教授には、多くの貴重な経験をさせていただいた。特に修士2年時には、いつか見てみたかったストロンボリのストロンボリ式噴火を実際に観測する機会をいただき、自身の研究の参考になった。山形大学の常松佳恵准教授との共同研究は、自身の研究とは違った角度から阿蘇のストロンボリ式噴火を考える貴重な機会となった。熊本大学の宮縁育夫教授には、火山灰噴出率のデータをいただき、火口での観測などでもお世話になった。阿蘇火山博物館の池辺伸一郎博士には、阿蘇活動期の動画データをいただいた。いただいたデータは、自分の目では見ることでできなかった阿蘇のストロンボリ式噴火のイメージをつかむ上で大いに役立った。本研究で使用した地震・空振データおよび火口カメラの写真は、京都大学地球熱学研究施設の大倉敬宏教授、横尾亮彦准教授、吉川 慎技術専門員、井上寛之技術職員によって取得されたものである。空振伝播シミュレーションに用いた *infraFDTD* のコードは Keehoon Kim 博士よりいただいた。

阿蘇での研究生生活において、火山研究センターのスタッフの皆さんには大変お世話になった。特にコロナ禍の2年間において、毎日元気に生活できたのはスタッフの皆さんのおかげである。研究員の穴井千里博士（現高知大学）、成田翔平博士には、色々な相談に乗っていただき精神的に支えられた。技術専門員の吉川 慎さん、技術職員の井上寛之さんには、観測のサポートなどを通して、幾度となく励ましていただいた。小山晴子さ

ん、山崎咲代さんには毎日の研究生生活を支えていただき、阿蘇での生活に彩りを添えてもらった。京都分室の土井有紀さん、地球物理学教室事務の石井里佳子さんには、遠くから気にかけていただいた。熱学研究室および火山物理学分科の学生の皆さんには、多くの刺激やエネルギーをいただいた。

ここにお名前を挙げさせていただいた方々以外にも、多くの方々にご指導ご鞭撻をいただいたことに心より感謝したい。

最後に、度重なる私の泣き言に付き合い、励ましてくれた家族、友人に感謝する。特に、博士課程進学への背中を押してくれ、本稿執筆中に他界した祖父への感謝を記して、本論文の謝辞とする。

付録

付録 A 空振波形タイプ分類のための繰り返し計算

空振の波形タイプは、スペクトル成分ベクトル $\mathbf{x} = (x_L, x_M, x_H)$ の3次元空間内での位置にもとづいて分類された。このときの各タイプの代表位置 \mathbf{x}_t は、分類された各タイプの集団の重み付け重心位置 \mathbf{x}_{wm} との距離 R_t が小さくなるように、繰り返し計算によって決定された (図 A.1、A.2)。各タイプの集団の重心を計算する際には、タイプごとに異なる重みを付与して、その周波数特徴が繰り返し計算の過程で失われないようにした。

各タイプの重み付け重心 $\mathbf{x}_{wm} = (x_{wmL}, x_{wmM}, x_{wmH})$ は以下のように定義した。

$$x_{wm*} = \frac{\sum w_i x_*^i}{\sum w_i} \quad (\text{A.1})$$

ここで x_*^i は、そのタイプに分類された各イベント ($i = 1, 2, \dots, n$) のスペクトル成分 ($* = L, M, H$) を意味する。イベントに対して付与する重み w_i は、 $w_i = x_*^i - \min(x_*^{i \in \{1, 2, \dots, n\}})$ 、または $w_i = x_*^i - \max(x_*^{i \in \{1, 2, \dots, n\}})$ とした。3成分 ($* = L, M, H$) のうち、特徴を強めたい成分には前者を、特徴を弱めたい成分には後者を使用し、いずれでもない場合には、 $w_i = 1$ とした。たとえば、 x_H 成分が大きいことが特徴である IH タイプに対しては、 x_H 成分にのみ、 $w_i = x_H^i - \min(x_H^{i \in \{1, 2, \dots, n\}})$ を用いた重み付け平均を用い、 x_L 、 x_M 成分については単純平均で計算した。一方、 x_H 成分が小さい Ih タイプには、 $w_i = x_H^i - \max(x_H^{i \in \{1, 2, \dots, n\}})$ を用いた重み付け平均を用いた。IM、IL タイプには、それぞれ x_M 、 x_L 成分を強めるように重みを与え、IA タイプには3成分すべて強めるように重みを与えた。IN タイプについては重み付けをせず、全成分について単純平均を用いた。また、IL、IM、Ih タイプには表 A.1 の拘束条件を与えた。

表 A.1 繰り返し計算時の拘束条件

空振波形タイプ	拘束条件
IL	$x_L > x_M, x_L > x_H$
IM	$x_L - x_M < 0.1249, x_M > x_H$
Ih	$x_L > x_M, x_M > x_H$

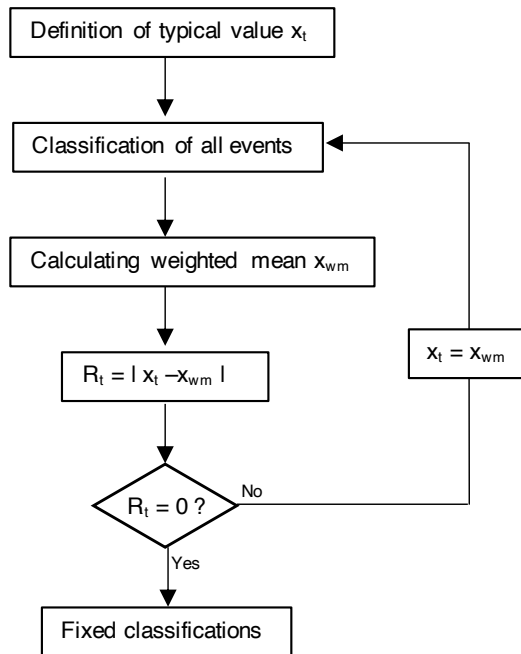


図 A.1 空振波形タイプの分類手順。各タイプの代表位置 \mathbf{x}_t と分類後のイベント群の重み付け平均 \mathbf{x}_{wm} の距離 R_t を計算し、これが0になるまで分類を繰り返す。

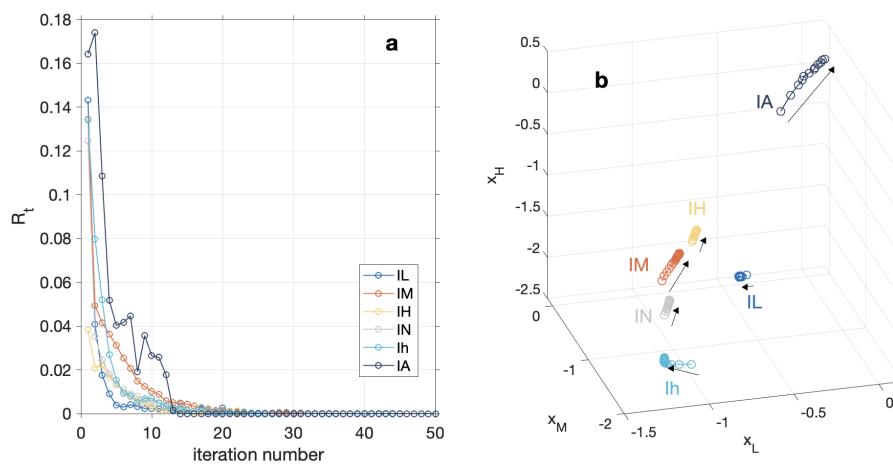


図 A.2 繰り返し計算の結果。a: 各タイプの代表位置 \mathbf{x}_t と重心位置 \mathbf{x}_{wm} の距離 R_t の変化。横軸は計算回数を示す。b: 各タイプの代表位置 \mathbf{x}_t の3次元空間内の移動の様子。

付録 B シグナル到来時刻の自動読み取り

地震動・空振シグナルの到来時刻の自動読み取りには、STA/LTA 法を採用し、STA/LTA 値が最大値の α 倍を初めて超えた時刻を到来時刻と定義した。地震波形タイプ、空振波形タイプのそれぞれに対して、適当な α を次の手順で決定した。

まず、タイプごとに、到来時刻が明瞭なイベントを 60 イベントずつランダムに選定し、それらの到来時刻を手動で読み取る。空振の IA タイプは、イベント数が少ないため、30 イベントのみを選定した。次に、 α の値を 0 から 1 まで (0.05 刻み) 変化させて、これらのイベントの到来時刻を自動で読み取る。そして、手動読み取り時刻と自動読み取り時刻の差 ($t_{\text{manual}} - t_{\text{auto}}$) を計算する。このとき、この差の平均の絶対値を ϵ と定義し、 ϵ が最も小さくなる α を探す (図 B.1a、B.2a)。その値を各タイプの α とした。

決定した α を用いたときの手動読み取り時刻と自動読み取り時刻の差の分布 (図 B.1b、B.2b) は、自動読み取りによる系統的な誤差であると考えて、この分布を到来時刻の読み取り誤差の分布として扱う (± 0.5 s の範囲)。誤差分布の ± 0.5 s の範囲を、その総和が 1 になるような PDF 分布に変換した (図 B.1c、B.2c)。手動で読み取った到来時刻 t_{manual} は $t_{\text{manual}} = t_{\text{auto}} + \text{error}$ の形で表されるため、error に対して上記の PDF 分布を与えることで、自動読み取り時刻 t_{auto} が手動読み取り時刻に近づく。地震動・空振の両方で、それぞれのタイプに対して同様の作業を行い、これらを組み合わせることで、全タイプペア (12 通り) に対して、シグナル到来時間差 Δt の読み取り誤差分布を作成した (図 3.12)。

$$\begin{aligned}\Delta t &= (t_{\text{auto}} + \text{error})_{\text{infrasound}} - (t_{\text{auto}} + \text{error})_{\text{seismic}} \\ &= \Delta t_{\text{auto}} + (\text{error}_{\text{infrasound}} - \text{error}_{\text{seismic}})\end{aligned}\tag{B.1}$$

上式より時間差 Δt の読み取り誤差は、空振の到来時刻の読み取り誤差と地震動の到来時刻の読み取り誤差の差 ($\text{error}_{\text{infrasound}} - \text{error}_{\text{seismic}}$) で表される。この値の分布を算出し、総和が 1 になるように正規化したものが、図 3.12 に黒線で示した分布である。

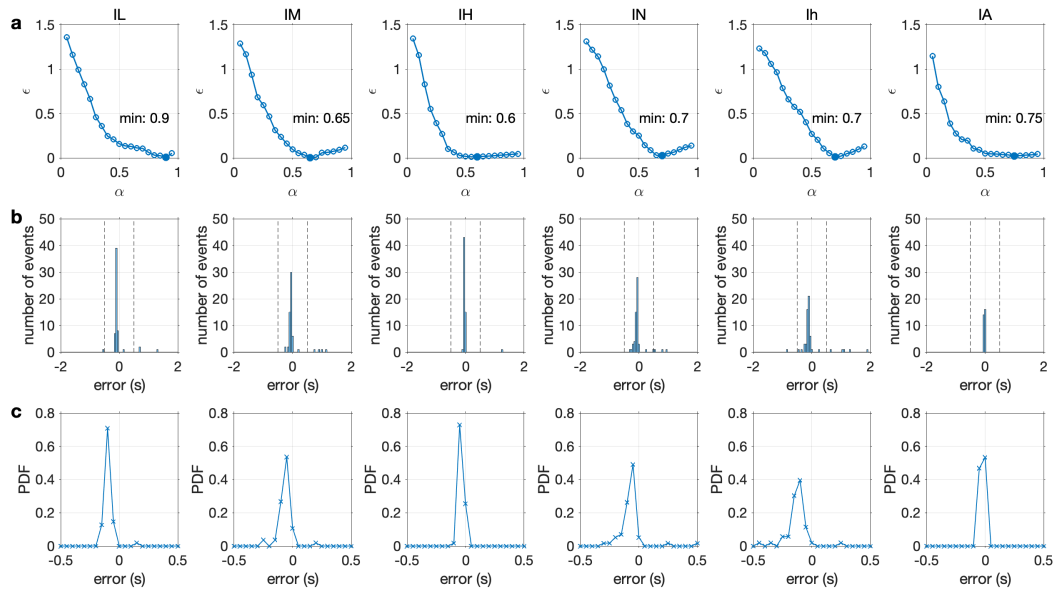


図 B.1 空振波形の 6 タイプの α 値の決定。a: 横軸に α 、縦軸に ϵ を示す。 ϵ が最も小さくなる α を各タイプの到来時刻読み取りに使用した (表 3.1)。b: 決定した α を用いたときの読み取り誤差 ($t_{\text{manual}} - t_{\text{auto}}$) の分布。各タイプにつき、60 イベントを使用している (IA タイプのみ 30 イベント)。黒点線は ± 0.5 s の範囲を示す。c: 各タイプの読み取り誤差の PDF 分布。b で示した読み取り誤差 ± 0.5 s の範囲のイベント分布から作成した。

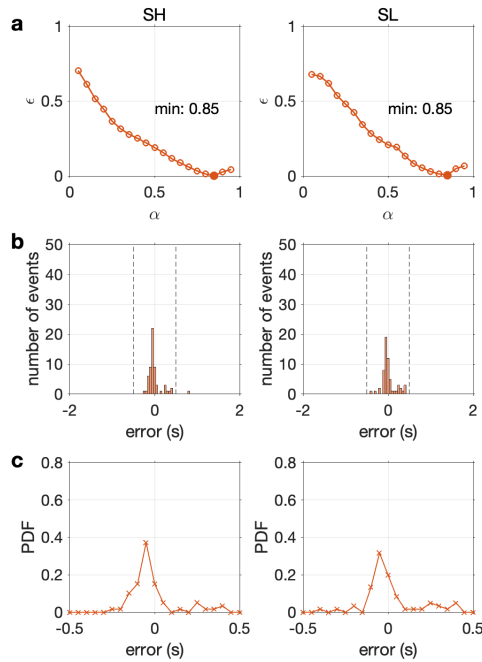


図 B.2 地震波形の 2 タイプの α 値の決定。記載方法は図 B.1 と同様である。

付録 C 観測値 2 次元 PDF 分布の作成

マグマヘッドの深さ推定には、シグナル到来時間差 Δt と空振の卓越周波数 f_0 の 2 次元 PDF 分布を用いた (図 4.8a)。この 2 次元 PDF 分布を次の手順で作成した。まず、各イベントの空振波形 (40 s 間) を用いて、振幅スペクトルを計算する。このスペクトルの 0.1–1 Hz の範囲の周波数構造を抜き出し、総和が 1 になるような関数に変換する (図 C.1 左)。これを各イベントにおける f_0 の PDF 分布とみなす。次に、 Δt と f_0 の 2 次元空間上で、この PDF 分布を足し合わせる。たとえば、あるイベントが $\Delta t = 1$ (s) であった場合、2 次元空間の $\Delta t = 1$ を満たす直線上に、 f_0 の PDF 分布を加える (図 C.1)。これを全てのイベントで重ね合わせて最後に正規化することで、 Δt と f_0 の 2 次元 PDF 分布が得られる。なお、ここでは例として Δt に一意の値を与えたが、実際には各イベントの Δt は一意の値に決まらず、到来時刻の自動読み取りによる読み取り誤差を考慮した分布として得られる。そのため、 Δt と f_0 の 2 次元 PDF 分布を作成する際には、イベントごとに上記の手順で作成した f_0 の PDF 分布と読み取り誤差を考慮した Δt の分布を掛け合わせ、これを全イベント分重ね合わせる (図 3.16)。

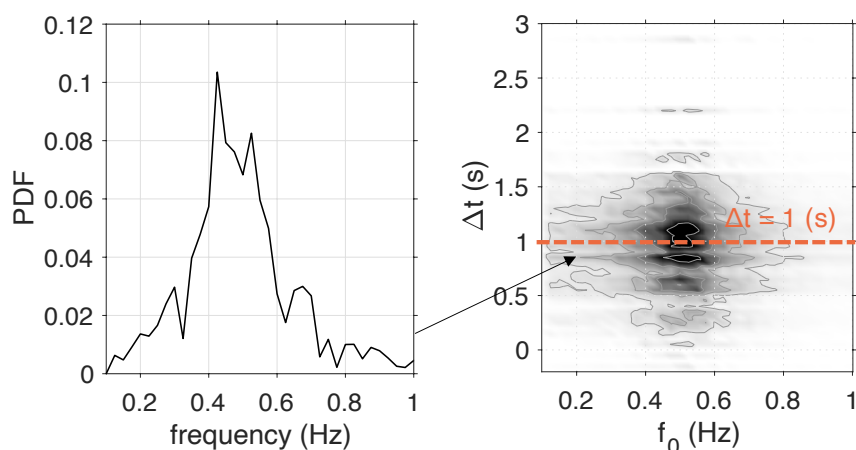


図 C.1 観測値の 2 次元 PDF 分布 ($f_0 \cdot \Delta t$) の作成方法の概念図。各イベントの空振波形から周波数スペクトルを計算し、0.1–1 Hz の周波数構造を卓越周波数 f_0 の分布とみなす (左)。2 次元空間において、そのイベントのシグナル到来時間差 Δt を満たす直線上にこの分布を足し合わせていく (右)。