

## 結晶度の変化を伴うマグマ混合過程の赤外線集光変形炉による模擬実験 Experimental simulation of mixing processes of crystal-rich and -free magmas

駒宮 智全<sup>1\*</sup>; 奥村 聡<sup>1</sup>; 中村 美千彦<sup>1</sup>

KOMAMIYA, Chizen<sup>1\*</sup>; OKUMURA, Satoshi<sup>1</sup>; NAKAMURA, Michihiko<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 東北大学大学院理学研究科地学専攻

<sup>1</sup>Department of Earth Science, Graduate School of Science, Tohoku University

火山岩・深成岩中には、温度・組成の異なる複数のマグマが地殻内で混合したことを示す様々な組織が観察される。このような組織の再現や混合のメカニズム解明のために、様々な実験的研究が行われてきた。特に実際の岩石を用いた実験では、玄武岩とデイサイトを高温で変形させた実験 (Kouchi and Sunagawa, 1982) や、粘性の異なるメルト同士を高温で変形させた実験 (De Campos et al., 2008, 2011)、珪長質メルトと玄武岩を高温・高圧下で変形させた実験などがある (Laumonier et al., 2014)。異なる組成・温度のマグマ同士が接触・混合する際には高温マグマでは結晶化し、低温・高結晶度マグマでは部分溶融が起こると考えられる。すなわち、結晶度に関して端成分マグマはいずれも非平衡な状態にある。しかし、過去にこれらを明示的に意識した実験は行われていない。またマグマの機械的混合には流動が伴い、流動場においては結晶の成長が促進される (Kouchi et al., 1986; Vona and Romano, 2013) が、このような流動に伴う結晶化がマグマの混合にどのような役割を果たすかは明らかにされていない。

そこで、本研究では高温のメルトと低温・高結晶度のマグマが接触・混合する際に起こる結晶化・溶融の効果や、流動に伴う結晶化が混合にどのような影響を与えるかを、赤外線集光変形炉を用いた実験により調べた。本実験では、以下に示す二種類の岩石試料とガラス試料 (いずれも直径 5mm の円柱状) を接触させた後、集光加熱し上下から試料をねじり回転変形させた。実験の出発試料には、高温側のメルトとして、無水 1 気圧下でも比較的低い粘性が保たれるアルカリ岩質のガラス試料を用いた。このガラスは、利尻火山の粗面安山岩 (種富溶岩) の粉末試料をシリコン炉内で 1400°C で 2 時間加熱し合成した。また、高結晶度マグマの出発物質としては、同じ種富溶岩および雲仙火山のデイサイト (平成溶岩) のコア試料を用いた。雲仙火山デイサイトでは、集光炉での加熱により最大限、部分溶融した際のメルトの粘性は、高温側のメルト粘性の約 200 倍である。実験はホットスポット温度 HT が約 1100°C、歪み速度が  $4.2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  の条件下で行った。実験時間は 6, 30, 60 分とした。HT = 1100°C においては、粗面安山岩はリキダス相として斜長石を含む状態であり、1400°C で全溶融させ急冷したガラスは、1100°C においては、過冷却メルト状態となる。そのため、マグマ混合時の高温側マグマの冷却による結晶化を模擬できる。

まず試料の回転を行わない場合の実験によって、高結晶度マグマとメルトの境界から核形成し、過冷却粗面岩質メルト側に斜長石が晶出することが確認された。また、岩石円柱を出発物質とした高結晶度マグマ側では、時間とともに部分溶融の程度が増していた。回転を行った実験では、高結晶度マグマとして粗面安山岩を用いた実験において、30 分以降、部分溶融したマグマがメルト中へブロック状に取り込まれた組織が観察された。また、取り込まれたブロック周辺で、(おそらく不均質核形成の促進による) 過冷却メルトの結晶化が著しく、60 分の実験ではメルトがほぼ完全に結晶化した。すなわち、高結晶度マグマの部分溶融度が増すにつれて機械的混合が開始し、比較的短時間で混合が進行、そしてそれに伴って結晶化が促進されることが観察された。混合は著しくメルトの結晶化を促進させ高粘性化させるため、流動によるメルト同士の均質化を抑制している可能性もある。一方、高結晶度マグマとしてデイサイトを用いた実験では 60 分の実験で混合と著しい結晶化が確認されたが、30 分まで混合・結晶化が全く観察されなかった。これは高結晶度マグマの部分溶融度に加えて、メルト粘性の比が混合速度を支配している可能性を反映している。以上の結果から、結晶度に関して非平衡状態にあるマグマ混合では、単に組成が異なるだけの液体同士の混合とは異なり、①高結晶度マグマの溶融度の上昇による混合の開始 ②それに促進された高温メルトの結晶化と粘性上昇 ③それによる混合の抑制 のような、結晶度の変化と混合過程の相互作用が、現象を支配している可能性があることが見出された。今後、より詳細な実験と溶融度・結晶度の定量化を行い、混合の速度とメカニズムを明らかにする。

キーワード: マグマ混合, 流動場, 結晶化, 粘性率

Keywords: Magma mixing, Magma mingling, Shear flow, Crystallization, Viscosity

## 鶴見岳山頂熔岩のマグマだまり条件と噴火過程；角閃石斑晶からの制約 Pre-eruptive conditions and eruptive process of the Tsurumi-dake summit lava; constraints from hornblende phenocrysts

長崎 志保<sup>2</sup>; 石橋 秀巳<sup>1\*</sup>; 竹村 恵二<sup>3</sup>  
NAGASAKI, Shiho<sup>2</sup>; ISHIBASHI, Hidemi<sup>1\*</sup>; TAKEMURA, Keiji<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 静岡大学大学院理学研究科, <sup>2</sup> 静岡大学理学部地球科学科, <sup>3</sup> 京都大学大学院理学研究科地球熱学研究施設  
<sup>1</sup> Graduate School of Science, Shizuoka University, <sup>2</sup> Faculty of Science, Shizuoka University, <sup>3</sup> Graduate School of Science, Kyoto University

九州北東部の火山フロント上に位置する鶴見火山は、鶴見岳をはじめとする火山群である。鶴見火山地下には、地震空白域が存在していることが Ohkura et al. (2002) により報告されており、Furukawa (2009) はこの震源空白域の空間分布から、地下 9-11km 付近に直径 1-2km 程度のマグマだまりがあると推定している。しかしながら、物質科学的観点からは、鶴見岳地下マグマだまりの物理化学状態は制約されていない。本研究で注目した鶴見岳山頂熔岩は、およそ 10,500 年から 7,300 年前の間に噴出した、鶴見火山では最も新しい溶岩である (藤沢ほか, 2002)。この溶岩は安山岩質であり、粗粒な角閃石斑晶を多く含む。近年、珪長質マグマ中で晶出した角閃石の化学組成のみから、その形成温度圧力条件を見積もる方法が提案されている (Ridorfi et al., 2010)。そこで本研究では、鶴見岳山頂熔岩に含まれる角閃石斑晶について組織解析と化学分析を行い、その形成したマグマだまりの物理化学的条件を制約するとともに、この溶岩の噴火プロセスについて検討した。

鶴見岳山頂熔岩は、斜長石、角閃石、斜方輝石、単斜輝石、石英、マグネタイト、黒雲母の斑晶をおよそ 30vol.% 含み、そのうち 7 vol.% を角閃石が占める。今回、角閃石斑晶 566 個について組織観察を行ったが、このうち 503 個は細粒鉱物集合体へと完全に分解していた。完全には角閃石斑晶 62 個については、BSE 像の画像解析によってその分解度 [ = 分解部分の面積 / 角閃石斑晶の面積 ] を定量したところ、18~98% の範囲をばらついた。

分解していない角閃石部分の化学組成を、東京大学地震研究所の EPMA (JEOL-8800R) によって定量分析した。粒子ごとに数点の分析を行ったが、ほとんどの角閃石斑晶はそれぞれ均質な化学組成を示した。これらの角閃石は、AIT [ = 酸素 23 個に対する Al の数 ] はおよそ 1.2 と 2.1 の値を示す 2 つのグループに分かれた。AIT と Si 含有量の間には負の相関がみられ、また Si に富む角閃石ほど分解度が高い傾向が見られた。いずれの角閃石も、 $Al\# = [6]Al / AIT$  は 0.21 以下の値を示し、Ridorfi et al. (2010) の角閃石温度圧力計の適用条件を満たした。そこで Ridorfi et al. (2010) の温度圧力計を適用したところ、角閃石斑晶は約 100~200MPa の圧力範囲を示す低圧グループと、約 350~450MPa の圧力範囲を示す高圧グループに分かれた。見積もられた温度範囲は、低圧グループで約 820~920 °C、高圧グループで約 970~1000 °C であった。これらの温度圧力条件は、安山岩マグマ内で角閃石が安定な条件と矛盾しない。また、低温の角閃石ほど分解度が高い傾向が見られた。

鶴見岳山頂熔岩中の角閃石斑晶に 2 つの異なる圧力領域を示すものが含まれていたことは、鶴見火山地下に少なくとも 2 つのマグマだまりが存在することを示唆する。浅部および深部マグマだまりの深さはそれぞれ約 2.5~5km と約 8.5~11km である。このうち、深部マグマだまりの深さは Furukawa (2009) によって推定された条件と概ね一致する。およそ 1 万年程度前の噴出物からの制約と現在での観測結果の一致は、このマグマだまりが 1 年以上維持されていることを示しているのかもしれない。一方、先行研究では想定されていない浅部マグマだまりについてだが、その深さ範囲は Ohkura et al. (2002) によって報告された地震空白域のそれと調和的である。このマグマだまりが現在も維持されているかどうかについては不明であるが、鶴見岳直下の地震空白域の形成に直接的に貢献したのかもしれない。

2 つの異なる圧力条件を示す角閃石斑晶の共存に加え、低温の角閃石ほど分解度が大きい事実は、この溶岩がマグマ混合によって形成された (太田ほか 1990, 1991) ことを考えると理解しやすい。深部マグマだまり由来の高温マグマと浅部マグマだまり由来の低温マグマが混合すると、低圧低温の角閃石ほど熱され分解しやすい一方で、高圧高温の角閃石は冷却されるので分解しにくい。その後、噴火過程での脱ガスにより、高圧高温の角閃石も一部分解する。このために、角閃石の分解度と温度の間に相関が見えたと考えられる。また、低圧の角閃石に分解度の小さいものが見られないことから、マグマ混合後に角閃石の結晶作用はおこっていないと考えられ、このことはマグマ混合後にあまり時間を隔てずに噴火がおこったことを示唆している。

キーワード: 角閃石, 鶴見岳, 地質温度計圧力計, マグマだまり

Keywords: hornblende, Tsurumi-dake, geothermobarometry, magma chamber

## 富士山貞観噴火マグマ中の斜長石斑晶の組成累帯構造解析：マグマだまりプロセスへの制約 Zoning pattern analyses of plagioclase phenocrysts in Fuji-Jogan magma; constraints on pre-eruptive magma process

三輪 遥奈<sup>2</sup>; 石橋 秀巳<sup>1\*</sup>  
MIWA, Haruna<sup>2</sup>; ISHIBASHI, Hidemi<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> 静岡大学大学院理学研究科, <sup>2</sup> 静岡大学理学部地球科学科

<sup>1</sup> Graduate School of Science, Shizuoka university, <sup>2</sup> Faculty of Science, Shizuoka University

富士山貞観噴火は、西暦 864-866 年にかけて富士山北西麓でおこった歴史時代最大の噴火である。この噴火では、比較的均一で分化した玄武岩質マグマが 1.3km<sup>3</sup> 以上も噴火した。更に、その大部分は噴火初期の 2 か月間に噴出したことから、そのマグマだまりは比較的大規模であったと予想できる。それでは、このマグマだまり中で、マグマはどのようなプロセスを経て噴火に至ったのだろうか？

本研究では、貞観噴火の噴出物に含まれる斜長石斑晶に注目する。斜長石の化学組成は、共存するメルトの化学組成、含水量、温度、圧力に敏感に反応して変化する。これに加え、結晶中の元素拡散速度が遅い。これらの性質から、斜長石斑晶の化学組成ゾーニングは、その結晶が経験してきたマグマ状態の変化をよく記録していると考えられており、これを詳細に読み解くことで、マグマが経てきたプロセスを知ることが可能となる。そこで本研究では、貞観噴火噴出物中に含まれる斜長石斑晶について、BSE 画像観察による化学組成ゾーニングパターンの観察を行い、その分類を行った。更に、代表的なタイプの斜長石についてその形成過程を考察し、これに基づいてマグマが噴火に至るまでに経てきたプロセスの解明を試みた。

本研究では貞観噴火噴出物のうち、長尾山溶岩と長尾山スコリアに含まれる斜長石斑晶を対象とした。静岡大学道林研究室の SEM を用い、長尾山溶岩と長尾山スコリアに含まれる斜長石斑晶それぞれ 187 個、79 個について BSE 画像を撮影し、肉眼観察および画像解析ソフト ImageJ を用いた明度プロファイル分析に基づいて分類した。また、斜長石の BSE 画像の示す明度変化の原因を特定するため、代表的な粒子について元素マッピングも行った。更に、代表的な斜長石斑晶については、東京大学地震研究所の EPMA (JEOL8800R) を用いて化学組成分析も行った。

斜長石の BSE 像と元素マッピングの結果を比較したところ、BSE 像の明度は An 値 [= Ca/(Ca+Na)] のみに依存することがわかった。ゾーニングパターン観察の結果、斜長石斑晶を以下の 5 タイプに分類した：(A) An に富むコアを有し、リムはノーマルゾーニングを示すもの、(B) 均質で An に乏しいコアとノーマルゾーニングしたリムをもち、コアとリムの境界で急激なリバースゾーニングを示すもの、(C) 波状累帯構造を示すもの（振動回数によって更に細分できる）、(D) ゾーニングパターンが不規則なもの、(E) 均質なものの。このうち、タイプ D と E は稀であり、B がもっとも多かった。リムがリバースゾーニングしている斜長石はみられなかった。タイプ B の斜長石では、波状のコア-リム境界や、コア-リム境界に沿うメルト包有物の配列が確認できた。タイプ A 斜長石のコア部分は、タイプ B 斜長石のどの部分よりも An に富んでいた。

タイプ A の斜長石は、単純な結晶作用によって形成過程を説明できる。タイプ B のゾーニングパターンは、その最大 An 値がタイプ A 斜長石のコア部分よりも低 An 値であるため、マグマ混合によって形成されたと言える。これは、波状のコア-リム境界や、コア-リム境界に沿うメルト包有物の配列などの組織と調和的である。タイプ B のコアが最外殻リムよりも An 成分に乏しいことから、コア部分が共存したメルトは石基ガラスよりも分化していたと考えられる。タイプ C の斜長石は、マグマ混合と冷却・結晶作用の繰り返しによってその成因を説明できる。このタイプのうち同じ振動回数を示すものの割合が少ないのは、時間とともに噴出・沈降によって取り去られるためだろう。このような結晶が含まれることから、このマグマだまりはマグマの噴出・最充填を繰り返しつつ長期間維持されていると考えられる。ほぼすべての結晶でリム部はノーマルゾーニングを示すことから、この部分は噴火の際に形成されたと考えられる。タイプ B 斜長石でリバースゾーニング後すぐに最外殻リムまで連続的なノーマルゾーニングに転じることから、マグマ混合後まもなく噴火がおきた可能性がある。

キーワード: 富士火山, 斜長石, 組成累帯構造, マグマだまり, 貞観噴火

Keywords: Fuji volcano, plagioclase, Compositional zoning, magma chamber, Jogan eruption

## 浅間火山天仁噴火の降下火砕堆積物の石基組織 Groundmass texture of B-fall deposit from the Ten-nin eruption, Asama volcano, Japan

本郷 結子<sup>1</sup>; 中村 美千彦<sup>1</sup>; 奥村 聡<sup>1\*</sup>; 無盡 真弓<sup>1</sup>  
HONGO, Yuko<sup>1</sup>; NAKAMURA, Michihiko<sup>1</sup>; OKUMURA, Satoshi<sup>1\*</sup>; MUJIN, Mayumi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 東北大学大学院理学研究科地学専攻

<sup>1</sup> Department of Earth Science, Graduate School of Science, Tohoku University

噴火活動は、爆発的噴火から非爆発的噴火、あるいは爆発的噴火でも異なる様式の噴火に遷移することがある。そのような噴火様式の変化を支配する重要なパラメータの一つがマグマの上昇速度である。上昇速度が高ければマグマは脱ガスせずに爆発性を維持し、逆に速度が低いと脱ガスが進行し非爆発的噴火へと推移すると考えられている(例えば Jaupart and Allegre, 1991)。そこで、本研究では火山噴出物の解析からマグマ上昇速度と噴火様式の間関係を調べるために、減圧に伴って形成されるマイクロライトのサイズ分布(CSD)に注目した。対象としたのは、浅間火山天仁噴火(サブプリニー式噴火)による降下軽石である。この噴火で噴出したB降下火砕堆積物は下位からB-1 - B-8の8層に分けられている。B-1, B-5層は火山灰、B-3, B-7層は黒色の石質岩片、B-2, B-4, B-6, B-8層は軽石で構成されている。軽石層は主に灰色及び褐色軽石から成り、B-4, B-6, B-8層には緻密な岩片も含まれている。そして、B-4, B-6, B-8層の褐色軽石について斜長石マイクロライトのCSD解析を行った。対象とした全ての試料で全岩化学組成に明確な差異は見られない(本郷他, 2013年日本火山学会)。CSDは以下の方法で得た。まず、800倍の電子像を用いて斜長石マイクロライトのサイズと数を測定する。次に、CSD Slice5 (Morgan and Jerram, 2006)を用いてマイクロライトの形状推定を行った。最後にCSD Corrections (Higgins, 2000)を用いて形状などの補正を行ったCSDを得た。B-4, B-6層の発泡度と結晶度は、B-8層のものよりやや低いことが分かった。CSDの傾きは、B-8層がB-4, B-6層より大きかった。さらに、同じ分析手法を用いてこれまでに報告されているCSDデータをコンパイルし、今回得られたCSDデータと比較した。その結果、CSDの傾きは爆発的噴火で大きく、本研究で得られたデータは爆発的噴火の示す領域とおおよそ一致する事が分かった。平均的な上昇速度が大きいとCSDの傾きは急になることから、この結果は噴火様式と上昇速度には大まかな相関があり、上昇速度が大きいほど爆発的噴火になると考えることができる。一方で、サブプリニー式噴火と溶岩ドーム噴火ではCSDに違いが見られないという例も報告されており(Castro and Gardner, 2008)、今後より多くのケースについてデータの蓄積が必要である。

キーワード: 結晶サイズ分布, マイクロライト, 軽石, サブプリニー式噴火, 浅間火山

Keywords: crystal size distribution, microlite, pumice, sub-Plinian eruption, Asama volcano

## 気泡流における気泡粗密波形成の支配要因 Development process and controlling factors of bubble waves in bubbly flow

木下 茜<sup>1\*</sup>; 寅丸 敦志<sup>2</sup>  
KINOSHITA, Akane<sup>1\*</sup>; TORAMARU, Atsushi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻, <sup>2</sup>九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門

<sup>1</sup>Department of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Sciences, 33 Kyushu University, <sup>2</sup>Department of Earth and Planetary Sciences, Faculty of Sciences, 33 Kyushu University

The hydrodynamic behavior of a two-phase system is investigated by an analog experiment. Bubbly flows with spatially periodic distribution of bubbles are sometimes observed in various natural situations such as in the conduit and lava flow. For instance, the early stage of the 1986 fire fountain eruptions of the Izu-Oshima volcano had the continuous magma effusion with a rhythm of mean period about 5s. This suggests the inhomogeneous distribution of bubbles in the conduit. The similar structure of bubble distributions is observed in a glass of Guinness beer. The bubbles are distributed nearly uniformly at the moment Guinness beer is poured, and quickly form layers or waves which appear to propagate downward. Unfortunately, Guinness is not appropriate for scientific experiment because of difficulties to control parameters (e.g. volume fraction and radii of bubbles), formation and dissolution of bubbles, and poor reproducibility of initial conditions such as pouring condition. We therefore conducted an analog experiment using the special liquid and the hollow glass particles as analog materials of a beer liquid and bubbles, respectively, presuming that the bubble waves in Guinness form by the relative motion of bubbles to liquid by buoyancy, but not by the formation and dissolution processes. We mixed the liquid and the particles in cylindrical test tube by gently shaking the test tube. The bubble segregation or relative upward migration of bubbles starts from the homogenous mixture as an initial state just after stopping shaking. We found that under some conditions, the bubble waves form during the upward segregation of bubbles. In order to constrain factors for the formation of bubble waves, we conducted the series of experiments with varying the volume fractions, sizes of bubbles and the inclination of a test tube. We found that the bubble waves formed only when we incline the test tube, and when volume fractions of the particles are less than approximately 30%. If we settled the test tubes vertically, the bubble waves didn't form. On the other hand, when we inclined the test tubes, we observed that the circulatory current of the particles directed upwards near the inter surface at higher wall of the test tube and downwards near the lower wall of it. The wave like structure of the particles with the wave length about 10-20 mm and the horizontal width about ~5 mm developed near the lower wall of the inclined test tube. The wave length and the horizontal width of bubble waves were inversely proportional to the inclined angle of the test tube and the volume fraction of the particles. We propose the formation mechanism of bubble waves on the basis of the Kelvin-Helmholtz instability which develops at the thin boundary layer formed near the lower wall, where the downward bubble-poor and overlaid upward bubble-rich layers contact each other.

Keywords: bubbly flow, inhomogeneous distribution of bubbles, analog experiment

## 気泡核生成の大規模分子動力学計算と古典的核生成論の改良 Direct molecular dynamics simulations of homogeneous bubble nucleation and improvements of classical theory

田中 今日子<sup>1\*</sup>; 田中 秀和<sup>1</sup>; ディアモンド ユルグ<sup>2</sup>; アンジェリル レイモンド<sup>2</sup>  
TANAKA, Kyoko<sup>1\*</sup>; TANAKA, Hidekazu<sup>1</sup>; DIEMAND, Juerg<sup>2</sup>; ANGELIL, Raymond<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 北海道大学低温科学研究所, <sup>2</sup> チューリッヒ大学

<sup>1</sup>Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, <sup>2</sup>University of Zurich

Bubble nucleation in liquid is a liquid-to-vapor transition phenomenon and plays an important role in vulcanism. Studies of homogeneous liquid-vapour nucleation typically use the classical formula (CNT) for the bubble nucleation rate. However, the applicability of the CNT is not well understood.

Numerical techniques such as molecular dynamics and Monte-Carlo simulations are powerful methods to resolve details of the nucleation process and provide useful test cases for nucleation models. Typically, these simulations show large deviations from the CNT predictions. Most of the simulations for bubble nucleation in the literature use around  $10^5$  or fewer atoms, making it difficult to measure nucleation rates directly.

Recently, we presented large-scale, micro-canonical molecular dynamics simulations of homogeneous bubble nucleation with  $5 * 10^8$  Lennard-Jones atoms, and succeeded to directly measure nucleation rates in the range of  $10^{21-25} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  for argon by resolving bubble nucleation events in the steady state nucleation phase [1,2]. The unprecedented size of the simulated volumes allows us to resolve the nucleation and growth of many bubbles per run in simple direct micro-canonical (NVE) simulations while the ambient pressure and temperature remain almost perfectly constant.

We find bubble nucleation rates which are lower than in most of the previous, smaller simulations. It is widely believed that classical nucleation theory (CNT) generally underestimates bubble nucleation rates by very large factors. However, our measured rates are within two orders of magnitude of CNT predictions - only at very low temperatures the CNT underestimates the nucleation rate significantly.

We also derive an improved classical formula for the homogeneous bubble nucleation rate, where we revise the prefactor in the nucleation rate and compare it with the widely used classical nucleation theory (CNT) [3]. Our large-scale molecular dynamics simulations and laboratory experiments for argon bubble nucleation enable us to precisely test our theoretical models. The improved formula including the Tolman correction with a small positive Tolman length leads to good agreement with both MD simulations and laboratory experiments.

[1] J. Diemand, R. Angelil, K. K. Tanaka, and H. Tanaka, Pys. Rev E 90, 052407 (2014)

[2] R. Angelil, J. Diemand, K. K. Tanaka, and H. Tanaka, Pys. Rev E 90, 063301 (2014)

[3] K. K. Tanaka, H. Tanaka, R. Angelil, and J. Diemand, submitted

キーワード: 気泡の核生成, 液相-気相, 相変化, 分子動力学計算

Keywords: bubble nucleation, liquid to vapor transition, phase transition, molecular dynamics simulation

## 急減圧を受ける気泡を含む粘弾性体の挙動の数値解析 Numerical analysis of the behavior of a viscoelastic body containing gas bubbles by rapid decompression

黒川 紀章<sup>1\*</sup>; 亀田 正治<sup>1</sup>; 市原 美恵<sup>2</sup>  
KUROKAWA, Noriaki<sup>1\*</sup>; KAMEDA, Masaharu<sup>1</sup>; ICHIHARA, Mie<sup>2</sup>

<sup>1</sup>農工大・工・機シス,<sup>2</sup>東大・地震研  
<sup>1</sup>Mech. Sys. Eng., TUAT, <sup>2</sup>ERI, Univ. of Tokyo

マグマの固体的破碎は火山の爆発的噴火のトリガとされる。Ichihara and Rubin (2010) は、粘弾性体であるマグマの固体的破碎をつかさどるパラメータとして脆性度を定義し、脆性破壊はこの値が1に近いときに生じると結論した。しかし Kameda ら (2013) は、マグマの破碎現象を模擬した室内急減圧実験から、固体的破碎は脆性度が比較的低い場合(流体的にふるまう状況)でも生じることを示した。彼らは、脆性度が低い状態でも破碎が生じる理由として、試料内の不均一な気泡分布をきっかけにき裂が進展することで部分的な破碎が生じ、その破碎をきっかけに生じる破碎面近傍の急減圧が次々と破碎(sequential fragmentation events)を引き起こすと推測した。

本研究では、Kameda らの推測の妥当性を検証することを目的として、不均一に気泡が分布する Maxwell 粘弾性体について、周囲の減圧に対する粘弾性体内の応力、脆性度分布の時間変化を数値計算によって調査した。

数値計算は、COMSOL multiphysics ver5.0 をプラットフォームとした。空間次元には2次元軸対称、粘弾性モデルには一般化 Maxwell モデルを用いた。計算領域を半球(4分の1円、半径100mm)とし、直径の異なる2つの球形気泡を配置した。大きな気泡(直径20mm)は球の中心(原点)と同じ位置に中心を持つよう配置した。もう一つの小さい気泡(直径5mm)は、対称軸上に中心を持ち、気泡同士が孤立するように距離を設けて配置した。なお粘弾性体の物性値、急減圧の時間履歴は室内急減圧実験に用いる試料、減圧条件に準拠し、空隙内部の圧力は一定値とした。以降、この計算を計算 Case 1 とする。

Case 1 から大きい気泡と相対する小さい気泡の表面に応力集中が生じることが分かった。これに対して、大きい気泡の表面には応力集中は生じなかった。この理由を調べるため、Case 1 のジオメトリを用いて、Case 2: 大きい気泡にのみ圧力を作用させ、小さい気泡には圧力を作用させない場合、Case 3: 小さい気泡にのみ圧力を作用させ、大きい気泡には圧力を作用させない場合の二つの計算を行った。その結果、Case 2 では Case 1 と同様に小さい気泡の表面で応力集中が生じ、Case 3 では、大きい気泡の表面に応力集中が生じないことが分かった。

よって Case 1 で小さい気泡の表面にのみ応力集中が生じた理由は以下の様と考えられる。(1) 気泡周りに発生する差応力分布には影響領域があり、影響領域はその気泡の半径に依存する。(2) 大きい気泡が作る差応力分布の影響領域内に小さい気泡が存在すると、大きい気泡の作る差応力分布が乱されて小さい気泡の表面上に応力集中が生じる。(3) Case 1, 3 では、小さい気泡が作る差応力分布の影響領域内に大きい気泡は存在しなかったため、大きい気泡周りには応力集中が起きなかった。

次に、気泡の膨張にともなう気泡内圧力の変化を考慮に入れ、粘弾性体内における脆性度の時間変化を調べた。Case 1 の計算領域内にある気泡の体積を合わせた単一気泡の計算(Case 4)を行った。気泡の内部圧力は等温変化を仮定して定めた。その結果、Case 1 と 4 では、気泡表面上の脆性度の時間履歴には大きな違いは見られなかった。一方、気泡周りの差応力の最大値は応力集中のおきる Case 1 のほうが急峻に増していった。この結果、差応力が破碎臨界値に達する瞬間の脆性度(臨界脆性度)は、Case 1 のほうが高くなることが分かった。

以上から、複数の気泡が存在する粘弾性体の急減圧時の挙動に対し、次の結論を得た。(1) 周囲に存在する気泡表面との距離がその気泡の半径程度のとき、気泡表面に応力集中が生じる。(2) 応力集中を起こす気泡配置では、応力集中箇所の臨界脆性度が高くなる。

キーワード: マグマ, 粘弾性, 破碎, 数値計算

Keywords: Magma, Viscoelasticity, Fragmentation, Numerical analysis

## X線CT撮影による発泡マグマ模擬材料の破碎観察 X-ray CT observation of fragmentation of vesicular magma analogue

青木 ヤマト<sup>1\*</sup>; 亀田 正治<sup>1</sup>; 津郷 光明<sup>1</sup>; 山田 晶史<sup>1</sup>; 市原 美恵<sup>2</sup>; 奥村 聡<sup>3</sup>; 上杉 健太郎<sup>4</sup>  
AOKI, Yamato<sup>1\*</sup>; KAMEDA, Masaharu<sup>1</sup>; TSUGO, Mitsuaki<sup>1</sup>; YAMADA, Akihumi<sup>1</sup>; ICHIHARA, Mie<sup>2</sup>;  
OKUMURA, Satoshi<sup>3</sup>; UESUGI, Kentaro<sup>4</sup>

<sup>1</sup> 農工大・工・機シス, <sup>2</sup> 東大・地震研, <sup>3</sup> 東北大・理・地学, <sup>4</sup> 高輝度光科学研究センター

<sup>1</sup> Mech. Systems Eng., TUAT, <sup>2</sup> ERI, Univ. of Tokyo, <sup>3</sup> Earth Sci., Tohoku Univ., <sup>4</sup> JASRI

火山の「爆発的噴火」は我々の生活に甚大な被害を及ぼす。マグマの脆性破碎によるマグマ内ガスの急激な放出が爆発的噴火を引き起こすと考えられている。そこで本研究では脆性破碎、特に、試料のバルク的な性質が流体的であるにもかかわらず固体的な挙動を示す「脆性的破碎 (brittle-like fragmentation)」(Kameda et al. JVGR 2013) に着目し、そのメカニズムを解明することを試みる。

最近、我々が行ってきた室内実験 (Shida et al. IAVCEI 2013) では、バルク粘度、ポイド率をそろえた試料でも、サイズを小さくするにつれ、脆性度 (Ichihara and Rubin JGR 2010) が比較的高い状態でないと破碎が起きないことが分かった。この実験で用いている試料は、サイズが小さくなるほど内部の気泡分布がより均一になる。このことより、脆性的破碎を引き起こす亀裂の進展は、試料内部における気泡分布の不均一な分布をきっかけに生じていると推察される。

破碎の様子を観察するにあたり、マグマを模擬する材料として、水あめを用いる。水あめの剛性率はマグマに近く、また加水及び脱水によって粘度を柔軟に調節することが可能であるため、マグマの模擬材料として適している。更に、水あめの中に過酸化水素水及び二酸化マンガンを混入し、酸素気泡を発生させることで発泡マグマを模擬している (発泡マグマ模擬材料: 以下、試料)。また破碎の発生には急減圧装置を用いる。急減圧装置は、試料を入れる圧力容器とふたの役目をするプラスチック (ルミラー) 膜から構成される。ルミラー膜にはニクロム線が貼り付けられている。圧力容器の中に試料を入れ、目標圧力まで容器内に窒素ガスを充填する。次に、ニクロム線を通電加熱し、その熱を利用しルミラー膜を破ることで急減圧を行う。試料は直径約 20 mm、高さ約 10 mm の半球状とし、粘度を 10 MPa・s~200 MPa・s の範囲で変化させた。減圧前の初期圧力は 2 MPa、減圧特性時間 (容器内圧力が初期圧力の 1/e になる時間) は約 5~7ms である。

試料の内部構造を観察するために、我々は高輝度光科学研究センター (SPring-8) のビームライン (BL20B2) にて、X線マイクロCT撮影 (0°~180°, 0.1° 毎に透過像を取得) を行い、試料の断層写真 (2048pixels × 1400pixels, 15.5 μm/pixel) を取得した。CT撮影を行うタイミングは加圧前 (大気圧下)、加圧後、及び急減圧後 (大気圧下) の3回とし、急減圧時に高速度ラジオグラフィ (100 fps) によって破碎の挙動を動的に捉えた。

以上の実験から、複数の気泡が密集している部分において破碎が生じることが分かった。これに対して、大きな気泡が孤立して存在している箇所では破碎は生じなかった。更に、バルク状態における試料の性質が流体的 (脆性度が1付近ではない) であっても、気泡密集部における連結気泡の半径比によっては破碎が生じ得ることが分かった。

キーワード: マグマ, 破碎, 急減圧, 脆性度, X線CT撮影, 気泡の不均一分布

Keywords: Magma, Fragmentation, Rapid decompression, Brittleness, X-ray CT, Non-uniform distribution of bubbles



## 巨大噴火前に地殻に蓄積し得るマグマ体積の上限の推定 Estimating of the maximum volume of magma accumulation in the crust before a large volcanic eruption

藤田 詩織<sup>1\*</sup>; 清水 洋<sup>2</sup>

FUJITA, Shiori<sup>1\*</sup>; SHIMIZU, Hiroshi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻, <sup>2</sup>九州大学大学院理学研究院附属地震火山観測研究センター

<sup>1</sup>Department of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Sciences, Kyushu University, <sup>2</sup>Institute of Seismology and Volcanology, Faculty of Sciences, Kyushu University

一回の噴火で数  $100\text{km}^3$  のマグマを噴出するような巨大噴火は、カルデラの形成を伴い、日本全体では1万年に一回程度の頻度で発生してきた。これだけのマグマを噴出するためには、噴火前にそれ以上のきわめて大量のマグマを地殻内に蓄積する必要があるが、マグマ溜まりの深さや形状、マグマ蓄積率などによって、地殻が力学的にどれだけのマグマを蓄積し得るのかについては、これまでほとんど考察がなされていない。

過去の巨大噴火のマグマ噴出量から推定される長期的なマグマ蓄積率は  $0.001\text{-}0.01\text{km}^3/\text{yr}$  と推定されるが、Druitt et al. (2012) は Santorini 火山の斜長石中の Mg の組成解析から、噴火前 100 年程度の短期間で約  $10\text{km}^3$  の大量のマグマが蓄積した可能性を示した。これは、 $0.05\text{-}0.1\text{km}^3/\text{yr}$  という極めて大きなマグマ蓄積率を意味するが、このような大きなマグマ蓄積率は、近年いくつかの火山において観測されている。例えば、Chang et al. (2010) は、Yellowstone カルデラにおいて、GPS と InSAR を用いた地殻変動観測から、2005-2008 年に  $0.06\text{-}0.07\text{km}^3/\text{yr}$  のマグマ蓄積率を得ている。また、ボリビアの Uturuncu 火山においても、InSAR 観測から  $0.03\text{km}^3/\text{yr}$  (1994-2004 年) のマグマ蓄積率が推定されている (Sparks et al., 2008)。これらの研究結果は、少なくとも数年~100 年程度の短期間に急速にマグマが地殻内に上昇・蓄積する場合があることを示している。地殻を粘弾性体と考えた場合の応力緩和時間ははるかに長いことから、このような急激なマグマ蓄積による地殻の応答は弾性体の変形として扱うことができる。

そこで、本研究では、まず地殻の応力緩和時間よりも短時間にマグマが蓄積する場合に地殻内に蓄積し得るマグマ量について推定する。マグマ溜まりの深さ・形状・体積を様々に変えた場合の地殻の変形、ひずみや応力を計算し、地殻の限界ひずみと比較する。マグマ溜まりの形状は球状、ダイク、シルなどを想定し、10 数 km から数 km の深さにマグマ溜りを仮定して考察する。ひずみの計算には、主に Okada (1992) による弾性体の地殻変動計算モデルを使用する。

マグマ蓄積率が大きく、地殻を完全弾性体と見なせる場合について、深さ 10km に体積変化量  $10\text{km}^3$  の球状のマグマだまりを置くと半径約 30km 内の範囲でひずみの値は地殻の限界ひずみである  $10^{-4}$  を超えることが分かった。この結果は、深さ 10km の球状マグマ溜りの場合は、 $10\text{km}^3$  蓄積する前にマグマ溜り周辺の地殻は降伏して塑性変形するか、脆性破壊が発生することを示唆する。

キーワード: 巨大噴火, マグマ蓄積, 地殻, ひずみ, 応力, カルデラ

Keywords: large volcanic eruption, magma accumulation, crust, strain, stress, caldera

## 火道流モデルの逆問題解析：地殻変動および噴出マグマの観測によって決定されるパラメータの考察 Parameterization of conduit flow model based on the inverse analysis of data from ground deformation and magma extrusion

松尾 直弥<sup>1\*</sup>; 小屋口 剛博<sup>1</sup>; 鈴木 雄治郎<sup>1</sup>  
MATSUO, Naoya<sup>1\*</sup>; KOYAGUCHI, Takehiro<sup>1</sup>; SUZUKI, Yujiro<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 東京大学地震研究所

<sup>1</sup>Eartquake Research Institute, The University of Tokyo

火道内を上昇するマグマの流れは強い非線形性を持つため、条件のわずかな違いによって溶岩ドームや巨大噴煙などの多様な噴火タイプをもたらす。そのような火道流のダイナミクスを理解するため、マグマ溜りの体積やマグマの物性をモデルパラメータとして与え、火道内部の圧力や噴出率の時間発展を計算する火道流モデルが複数提案されている（例えば、Melnik and Sparks, 2005）。非線形現象である火山噴火の推移を予測するためには、観測データの逆解析によってモデルパラメータを正しく推定する必要がある。Anderson and Segall (2013) は、ベイズ理論に基づいて地殻変動や噴出マグマの観測が得られたときのモデルパラメータの事後確率密度関数を定式化し、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC) によってパラメータの確率密度分布を推定した。しかし、地殻変動と噴出マグマの二種類の観測から、なぜ多数のパラメータ推定が可能となるのか理解が難しい。また、彼らが用いた火道流モデルは、火道流の非線形性に大きな影響を与えるマグマ上昇に伴う脱ガスや結晶化といった素過程（例えば、Kozono and Koyaguchi, 2012）を考慮していない。本研究では、地殻変動や噴出マグマの観測がパラメータ推定に与える影響を理解し、最終的には非線形性の強い火道流モデルのパラメータ推定を目指す。

本研究では、弾性変形する球状のマグマ溜りの圧力が、地下深部からのマグマの供給量と火道へのマグマの噴出量のバランスによって決定されるマグマ供給系を考える。また、火道流は圧力勾配と粘性力のバランスによって決定される流れ（ポワズイユ流）であると仮定する。このシステムのモデルパラメータはマグマ溜りの体積、マグマ溜り周辺の岩石およびマグマ溜り内のマグマの実効弾性率、火道径、火道長、マグマの密度および粘性率などである。観測量は、球状圧力源を仮定したマグマ溜りの膨張あるいは収縮による体積変化量 ( $\Delta V_G$ ) と地表におけるマグマ噴出量 ( $\Delta V_E$ ) の時系列データである。

マグマの密度や粘性率が火道内で一定であると仮定し、マグマ噴出率  $Q$  およびマグマ溜りの圧力  $P$  の初期値として、定常解 ( $Q_s, P_s$ ) とは異なる値を与えた場合、 $Q$  および  $P$  は時定数  $\tau$  で定常解に近づく。時定数  $\tau$  はマグマ溜りの体積、火道長、マグマの粘性率に比例し、火道径の 4 乗および実効弾性率に反比例する。 $\Delta V_G$  および  $\Delta V_E$  の時系列データの逆解析によって定常状態への緩和過程の時定数  $\tau$  が決定できた場合、 $\tau$  からは火道流の流れやすさとシステムの規模に関する情報を、 $\Delta V_G$  および  $\Delta V_E$  からはマグマの圧縮性やマグマ溜りの形状に関する情報を得ることができる。

本発表ではさらに、マグマの密度や粘性率に様々な関数形を与え、脱ガスや結晶化などの素過程がパラメータ推定に与える影響を考察する。また、確率密度分布の解析解と MCMC によって推定した数値解の比較を行うことで、火道流モデルにおけるベイズ推定の原理について考察する。

キーワード: 火山噴火, 火道流, 溶岩ドーム, 地殻変動, 逆問題解析

Keywords: volcanic eruption, conduit flow, lava dome, ground deformation, inverse analysis

## 噴火アナログ実験における周期的噴出とノコギリ波状圧力変動 Sawtooth wave-like pressure change and cyclic out-gassing observed in laboratory experiments

菅野 洋<sup>1\*</sup>; 市原 美恵<sup>1</sup>  
KANNO, Yo<sup>1\*</sup>; ICHIHARA, Mie<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 東京大学地震研究所

<sup>1</sup>The Earthquake Research Institute, the University of Tokyo

### ○はじめに

菅野・市原(2014, 火山学会)では水あめを用いて模擬火山噴火実験を行い、ノコギリ波状の圧力変動(Sawtooth wave-like pressure change, 以下 SWT)が見られるステージを発見した。SWTは噴火にともない山体の膨張・収縮のサイクルとして観測されており(Genco and Ripepe 2010, Lyons et al. 2012, Nishimura et al. 2013)、本実験のSWTのメカニズムを明らかにすることで実際の火山噴火現象の理解に役立てることを目標としている。火道流はガス・液相の相対速度、ガス体積分率によって様々な流動様式に遷移することが知られている(Vergnolle and Jaupart, 1986)。そこで我々は流動様式の変化がノコギリ波状の圧力変動を制御していると考え、管内流体のレオロジーや流速を変化させ実験を行ってきた。しかし、SWTは測定されなかった。今回はチャンバーの有無が圧力変動にどのように影響するかを検討する。

### ○実験装置

下流からガスを供給して水あめとガスの互層スラグ流れが管内に形成される装置を制作した。今回の実験では粘性率1 Pa.s程度の水あめを使用した。チューブ径は直径5 mmとした。チューブの下部とガス供給元の間直径50 mm、高さ100 mmのアクリル容器(以下チャンバー)を接続した。チューブ最下部とアクリル容器内部の圧力を測定した。チューブ上部には広帯域マイクロフォンを接続し、チューブ内ガス噴出による音波を捉えた。チューブ内は高速度ビデオカメラで撮影した(図1 a)。チューブ下部のバルブを閉めた状態で60mmの高さになるようチューブ内に水あめを注入し、その後バルブを開放しガス供給を開始した。水あめが噴出しないよう長さ800mmのチューブを使用した。チャンバー内に水を注入し、水面の高さを調整する事でチャンバーの体積(以下Vc)を調整した。ガス供給はコンプレッサーによって行い、レギュレーターでチャンバー注入流量(以下Qin)を調整した。

### ○実験結果

Vcを0から約120 cm<sup>3</sup>で6段階変化させた。それぞれのVcに対して、Qinを約0.1-30 μ m<sup>3</sup>/sの間で3段階に調節した。

#### 1. Vcを変化させる(Qin一定)

Vcが小さい時、SWTは見られず、準正弦波状のなだらかな圧力上昇・下降がみられた。水あめ層の上昇速度は一定で、互層スラグ流最上部の水あめ層が割れても、下部に続く水あめ層は一定速度で上昇を続けた。Vcを大きくしていくと、急激な圧力低下を伴うSWTが見られた(図1 b)。SWTの際、管内の水あめ層がすべて連動して破裂し、環状噴霧流となってガスが一気に放出された。その後、水あめの流動によって液膜が再生成し、圧力が徐々に上昇した。再生成した水あめ層は管内壁を伝って下降する水あめと合体しながら成長しつつ急速に上昇し、水あめ層がある厚さに達すると減速して一定速度で上昇した。チャンバー内圧力が増加するに従い水あめ層は再加速し、層厚も減少していった。水あめ層がある薄さに達するとスラグ流の速度はさらに加速され、水あめ層が一斉に破裂し、再び圧力が急激に低下した。

#### 2. Qinを変化させる(Vc一定)

Vcが小さいときにはQinによらず、準正弦波状の圧力変動が見られた。Qinを上げていくと変動周期は短くなっていった。Vcが大きいとき、Qinが小さいときにはSWTモードと準正弦波状変動モードが混在した圧力変動がみられた。Qinを上げていくとSWTモードが卓越して見られた。

### ○考察

マグマ供給系において、チャンバー内の圧力変動と火道流の流速・圧力損失のカップリングによる圧力が数理モデルとして提案されている( Ida, 1996; Barmin et al, 2002; Nakanishi and Koyaguchi, 2008)。これらのモデルを参考に、

1. 水あめ層厚が大きく(小さく)なり、実効粘性、すなわち圧力損失が大きく(小さく)なる。

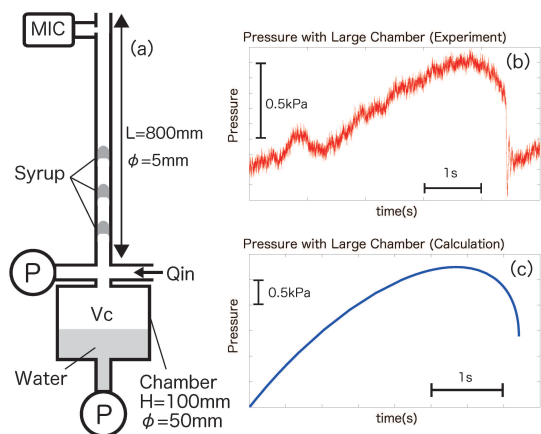
2. チャンバーが圧力バッファとして機能している。

という効果を想定し、簡単な常微分方程式によるモデル化を試みた。このモデルではQinを一定に保った状態でVcを上げていくと、SWTが見られる(図1 c)。チャンバー体積を小さくしていくと、準正弦波状の圧力変動に遷移する。また、Vcを一定に保った状態でQinを小さくしていくと、SWTから準正弦波状の変動に遷移する。

本モデルによって、今回の室内実験の振る舞いを定性的に再現できた。今後は方程式の各パラメータが振動パターンに対してどのように影響するのか、より深く考察し、定量的・定性的に評価を行う。

キーワード: ノコギリ波, アナログ実験, 混相流, マグマ溜まり, 火道流, 傾斜変動

Keywords: Sawtooth wave, Analog experiment, Multi phase flow, Magma chamber, Conduit flow, Tilt motion



## ストロンボリ火山の噴火に伴う広帯域地震波形の特徴と分類 Variation of VLP signals accompanying eruptions at Stromboli volcano, Italy

山田 大志<sup>1\*</sup>; 青山 裕<sup>1</sup>; 西村 太志<sup>2</sup>; 川口 亮平<sup>3</sup>; 三輪 学央<sup>3</sup>; 藤田 英輔<sup>3</sup>; リペペ マオリツィオ<sup>4</sup>;  
ゲンコ リカルド<sup>4</sup>; ラカンナ ジョルジオ<sup>4</sup>  
YAMADA, Taishi<sup>1\*</sup>; AOYAMA, Hiroshi<sup>1</sup>; NISHIMURA, Takeshi<sup>2</sup>; KAWAGUCHI, Ryohei<sup>3</sup>; MIWA, Takahiro<sup>3</sup>;  
FUJITA, Eisuke<sup>3</sup>; RIPEPE, Maurizio<sup>4</sup>; GENCO, Riccard<sup>4</sup>; LACANNA, Giorgio<sup>4</sup>

<sup>1</sup> 北海道大学大学院理学研究院, <sup>2</sup> 東北大学大学院理学研究科, <sup>3</sup> 防災科学技術研究所, <sup>4</sup> フィレンツェ大学  
<sup>1</sup>Faculty of Science, Hokkaido University, <sup>2</sup>Graduate School of Science, Tohoku University, <sup>3</sup>National research Institute for Earth science and Disaster prevention, <sup>4</sup>Dipartimento Scienze della Terra, Universita di Firenze

Stromboli volcano in Italy, one of the most active and famous volcano in the world, has been the target field of volcanology to understand eruption dynamics. From aspect of volcano seismology, broadband seismic observations have revealed that VLP(very-long-period) signals (10<sup>2</sup>sec) are dominant among the seismic signals accompanying eruptions at Stromboli volcano (e.g. Neuberg et al., 1994). Chouet et al. (2003) demonstrated that inflation-deflation-inflation sequence of moment components, which represent inclined crack, is dominant at VLP signals observed at Stromboli volcano. The estimated force system was considered to represent the rise and ejection of gas slug, which causes repressurization of crack corresponding second inflation. However, most previous researches have analyzed a few VLP events having specific waveform characteristics, that were typical among their temporary observation data for days or weeks.

We have conducted broadband seismic observation at Stromboli volcano since May 2014. From 4 month long broadband seismic record, most VLP events seem to have similar waveform characteristics mentioned in Chouet et al. (2003) (inflation-deflation-inflation sequence). However, we recognized there are several waveform types prior to main first inflation phase.

1. Gradual inflation (10 ~30 sec) prior to main inflation
2. Having small deflation phase (~5 sec) during gradual inflation (type 1)
3. Gradual deflation (10 ~30 sec) prior to main inflation
4. Combination of type 2 and 3
5. Short deflation (~5 sec) prior to main inflation
6. No main inflation phase (Only downward pulse)

As described above, there are certain groups of VLP events which have deflation phase prior to main first inflation phase. Even if amplitude of deflation phase is small, such deflation process cannot be explained by the simple gas slug rising model. Moreover, some VLP events (type 6) have no inflation phase at the onset. Particle motion analysis for onset and first inflation phase shows events in type 1, 2, 5, 6 have common azimuthal direction (NW-SE direction), while events in type 3, 4 have slightly different direction. Since Stromboli volcano has several active vents on the northwest direction from our seismic station, these differences of azimuthal motions may reflect the difference of vents where eruptions were taken place. Another remarkable feature is about the transition of occurrence frequency of each type. For example, occurrence frequency of type 6 has decreased at the beginning of Aug. 2014. Those days correspond to the period that amplitude of RMS (root-mean-square) of high frequency (>3 Hz) has decreased. Also transition of eruption style has been reported at that period, from intermittent Strombolian eruptions to lava outflow and effusive eruptions.

キーワード: ストロンボリ式噴火, 爆発地震, 広帯域地震観測  
Keywords: Strombolian eruptions, VLP, explosion earthquakes

## デコンボリューションを利用した噴火地震の相対震源決定—ストロンボリ火山への適用— Relative hypocenter determination of eruption earthquakes using deconvolution: Application to Stromboli volcano

杉村 俊輔<sup>1\*</sup>; 西村 太志<sup>1</sup>; 青山 裕<sup>2</sup>; 山田 大志<sup>2</sup>; 藤田 英輔<sup>3</sup>; 川口 亮平<sup>3</sup>; 三輪 学央<sup>3</sup>  
SUGIMURA, Shunsuke<sup>1\*</sup>; NISHIMURA, Takeshi<sup>1</sup>; AOYAMA, Hiroshi<sup>2</sup>; YAMADA, Taishi<sup>2</sup>; FUJITA, Eisuke<sup>3</sup>;  
KAWAGUCHI, Ryohei<sup>3</sup>; MIWA, Takahiro<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 東北大学大学院理学研究科, <sup>2</sup> 北海道大学大学院理学研究院, <sup>3</sup> 防災科学技術研究所  
<sup>1</sup>Graduate School of Science, Tohoku University, <sup>2</sup>Faculty of Science, Hokkaido University, <sup>3</sup>NIED

ストロンボリ式噴火やブルカノ式噴火では、開口型火口から数分~数十分、あるいは数時間以上の間隔でマグマを噴出するのに伴い、噴火地震が繰り返し観測される。しかしながら、これらの地震のほとんどは、P波、S波の位相が不明瞭であるため、波の到達時刻を利用する一般的な震源決定は困難である。そこで、本研究ではデコンボリューションと相対震源決定法を組み合わせた相対震源決定をストロンボリ火山のデータに対して行った。

東北大学とフィレンツェ大学により、2014年5月からストロンボリ火山の火口極近傍に傾斜計が3点設置された。今回、これらの傾斜計により記録された、噴火地震に伴う0.5s程度の短周期の波形を解析に用いる。同一火口から繰り返し起こる噴火地震は、観測点ごとに観測波形が良く似ているという特徴がある。そこで、デコンボリューション法を用いて各観測点でのマスターイベントとスレーブイベントの地震波到達の時刻差を読み取る。デコンボリューション波形は、周波数領域でスレーブイベントの波形をマスターイベントの波形で割り算し、そのスペクトルを時間領域に変換して得る。2観測点間でその読み取り値の差は、マスターイベントにおける2観測点間の地震波到達の時刻差と、スレーブイベントにおける2観測点間の地震波到達の時刻差との差に相当する。この差は、地震波の発震時刻の差が消去されており、マスターイベントとスレーブイベントの相対位置の一次関数で表される。これより、その相対位置を最小二乗法で求める。

本研究では、2014年7月1日0:00~3:00までに発生した、全ての観測点で振幅が20  $\mu$  rad以上を記録した噴火地震31個を解析した。その期間の中で最初に発生したイベントをマスターイベントとし、スレーブイベントの震源を求めた。マスターイベントの震源をNEクレーター、震源の深さ100m、地震波速度はS波速度800m/sと仮定し、相対震源決定を行った。その結果、同一火口で発生する地震の震源の深さは70~225mの範囲に求められた。本手法を用いれば、大量のデータに対しても地震波の読み取りを自動的に行うことができるので、今後解析の数を増やすことにより、ストロンボリ火山での爆発源の時空間変化をモニターすることが可能になると考えられる。

キーワード: 震源決定, 噴火地震, マスターイベント法, デコンボリューション, ストロンボリ火山

Keywords: hypocenter determination, eruption earthquake, master event method, deconvolution, Stromboli volcano

## 手石海丘における北西－南東方向に伸びるグラーベン構造と火口列 NW-SE trending graben structure and crater row on Teishi Knoll, off Izu Peninsula

南 宏樹<sup>1\*</sup>; 岩淵 洋<sup>1</sup>  
MINAMI, Hiroki<sup>1\*</sup>; IWABUTI, Yo<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 海上保安庁海洋情報部

<sup>1</sup>Hydrographic and Oceanographic Department, Japan Coast Guard

手石海丘は伊豆半島東方沖に位置する海底火山であり、伊豆東部火山群に分類されている。海上保安庁海洋情報部では海域火山の監視及び観測・調査を行っており、2014年12月に測量船及び自律型潜水調査機器（AUV）を用いて手石海丘の詳細な地形調査を実施した。手石海丘の地形については1989年の噴火直後に海上保安庁によって精力的な調査が行われたが（例えば Oshima et al., 1991）、現在に比べて分解能の劣る測深機で調査されているため、大まかな地形については分かっているが、詳細な地形については分かっていない。今回の調査の結果、手石海丘には北西－南東方向に伸びるグラーベンが形成されていることが明らかになった。また手石海丘の火口の内部には、グラーベンと同じく北西－南東方向に配列した4つの小火口が確認された。このようなグラーベンや小火口といった海底表面に現れた地形は海底下のマグマの挙動を推定する手がかりとなる。

### 1. 調査手法

調査は2014年12月に海上保安庁の測量船「海洋」（総トン数550トン）に搭載したマルチビーム音響測深機はEM302（Kongsberg社製）及びAUV「ごんどうS」に搭載したインターフェロメトリ音響測深機GeoSwath Plusを用いて実施した。

### 2. 調査結果

グラーベンは手石海丘の南東に形成されており、北西－南東方向に伸びている。グラーベンの長さは120m、幅は70m、深さ1.5mである。小火口は1989年の噴火（水蒸気爆発）に伴って生じた直径180mの中央火口の内部に形成されている。小火口は北西－南東方向に列をなして形成されており、各小火口の直径は20～50m程度であった。またグラーベンと小火口列の間には北西－南東方向に伸びる線状の盛り上がった地形も形成されていた。

### 3. 調査結果の解釈

手石海丘の1989年の噴火については、海底の堆積層へマグマが貫入したことで発生したと考えられている（Yamamoto et al 1991）。また海底の堆積層へのマグマの供給について北西－南東方向（N125° E）の開口断層が関与したことが指摘されている（Okada and Yamamoto 1991）。手石海丘についてはではないが、海底下へのマグマの貫入（ダイク）と海底表面におけるグラーベンの形成との関係について研究されており、貫入したマグマの頂部の深度は、およそグラーベンの幅の約半分になると考えられている（Mastin and Pollard 1988; Chadwick and Embley 1998）。これらの研究結果をもとに今回の調査結果を解釈すると、手石海丘のグラーベンの幅は70mであったことから、その半分である海底下35m程度までマグマの貫入があったと推定される。このグラーベンが1989年のマグマの貫入に伴って形成されたことを示す直接的な証拠は無い。しかし複数の間接的な証拠から、例えば1989年の噴火によって形成されたと考えられる手石海丘内の4つの小火口が、グラーベンと同じ線状に、同じ幅で、かつ同じ北西－南東方向に配列していることから、小火口の形成と同じ環境、つまり、1989年のマグマの貫入に伴って形成されたと考えられる。

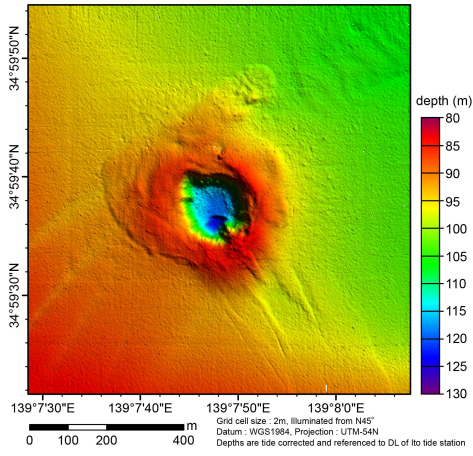
キーワード: 東伊豆単成火山群, 海底地形, マルチビーム音響測深機, グラーベン, 火口列, ダイク

Keywords: Higashi-Izu monogenetic volcano group, bathymetry, multibeam echo sounder, graben, crater row, dike

SVC46-P14

会場:コンベンションホール

時間:5月25日 18:15-19:30





## 高温溶岩と水の接触で形成される地形の多様性 Variety of morphologies which are formed by molten lava-water interaction

野口 里奈<sup>1\*</sup>; 栗田 敬<sup>1</sup>  
NOGUCHI, Rina<sup>1\*</sup>; KURITA, Kei<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 東京大学地震研究所

<sup>1</sup>Earthquake Research Institute, the University of Tokyo

There exists 2 types of responses when molten lava interacts with water environment: explosive and non-explosive. However, during eruption, it is difficult to make a judgment on whether explosion occurs or not. For example, in Nornhraun, Iceland, lava flowed into a river, but no explosion occurs to this day. This is a same as Nishinoshima Island. However, previous studies presented explosions which relate with lava-water interaction occurred in many places including Japan in the past [e.g. Mattox and Mangan, 1997; Ito and Taniguchi, 1996]. Its disaster risk has not been recognized; its explosivity would reach the degree of maar (magma-water interaction), and it is possible to generate low-concentration pyroclastic density current [Fagents and Thordarson, 2007]. Thus, it is important to understand this explosion mechanism for us Japan because of not only interesting of volcanic explosion but also prevention and reduction of disaster when lava flow into water environments near distinct of residence.

Today, it is known that there exists 3 types of morphometry which relates to lava-water interaction: rootless cones, spiracles, and lava pillars.

Lava-water explosive interaction have been well-known in basaltic volcanism, but previous studies showed it occurred in andesitic and rhyolitic [e.g. Hayakawa and Yui, 1989; Ito and Taniguchi, 1996]. Although their related-morphology has been studied, there remains problems to understand this phenomenon. Rootless cone (aka secondary crater and pseudocrater) is a typical morphology which is formed by lava-water interaction. They have a variety of shape; Hamilton et al., 2010 showed 3 archetypes of them which relates to flowing types of lava (tube-, channel-, and broad sheet lobe-fed). However, the relationship between their morphometry and formation conditions (e.g. explosivity, water/magma mass ratio, underlying sediments) has not been revealed. This is a problem for not only rootless cones but also other pyroclastic cones (e.g. scoria cone, maar, tuff cone). Rootless cones would be useful also in planetary science. Recent studies have found candidates of rootless cone on Mars [e.g. Greeley and Fagents, 2001]. These morphologies are expected to reveal recent 100Ma Martian magmatism. Thus this study could give great influence for planetary science. It is necessary to understand the variety of morphology and distribution of rootless cones to know the style of magmatism and environment.

Spiracles are found in bottom of lava flows as irregular shaped-vesicles which are formed by lava-water explosion. In Japan, cylindrical vesicles in Aokigahara lava flow was considered as typical spiracles for many years. Now its are considered as tree molds which were vertically-elongated by inflation of lava, and we lost an image of spiracle. Therefore we should reconstruct the image once again.

Lava pillars are considered as results of non-explosive lava-water interaction [e.g. Gregg et al., 2002]. They show chimney-like morphology, and has been found both in subaerial and submarine volcanism. Recently, Gregg et al., 2002; Gregg and Chirstle, 2013 showed that lava pillars were formed by water vaporization or hydrothermal activity at gaps of pahoehoe lava lobes. However, there exists lava pillars which were formed by a lava flow. Hence it remains problems for the lava pillar formation and non-explosive lava-water interaction.

In this presentation, we will review previous studies about morphologies which relate with lava-water interaction, and marshal problems to 1) understand volcanic explosion, 2) know its disaster risks, and 3) apply to planetary science. Especially focusing on rootless cone, we will discuss its variety of shapes based on our aerial photo analysis and field survey. Additionally, a new type of lava-water interaction-related morphology which we found both in Iceland (called as hraunbollar) and Hawaii will be introduced.

キーワード: 溶岩-水接触反応, 爆発, ルートレスコーン, スパイラクル, 溶岩ピラー  
Keywords: lava-water interaction, explosion, rootless cone, spiracle, lava pillar

## 1次元準定常的降下堆積プロセスにおける直線的噴煙上昇の影響 The influence of the linear increase in the source height on the 1D quasi-steady state fall and sedimentation processes

入山 宙<sup>1\*</sup>; 寅丸 敦志<sup>2</sup>  
IRIYAMA, Yu<sup>1\*</sup>; TORAMARU, Atsushi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻, <sup>2</sup>九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門

<sup>1</sup>Department of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Sciences, Kyushu University, <sup>2</sup>Department of Earth and Planetary Sciences, Faculty of Sciences, Kyushu University

The stratigraphic variation of grain-size distribution (GSD) of pyroclastic fall deposit records the time variation which may reflect the time variation of GSD in the umbrella eruption cloud. In order to relate the stratigraphic variation of GSD and the time variation of umbrella eruption cloud GSD, it is necessary to consider the transportation process of ejecta.

Iriyama and Toramaru (2014, AGU) formulate the mathematical relationship between the depositional structure and the source (the umbrella eruption cloud upward in a vertical direction from the sedimentation point) parameters under the 1D constant height model in which the source height and the source GSD are constant with time throughout a release duration. In this case, we showed that the thickness ratio of the upper and lower layers, which is defined as the ratio of the thickness of the upper layer above the extinction point of the largest grain to whole layers depends on the ratio of the source height, the source GSD, and release duration. In nature, however, the eruption column height or ash cloud height may change even during continuous eruptions such as plinian type. In this study, we numerically assess the influence of the linear increase in the source height on the sorting structure of deposits in the simplest case.

When the linear increase rate in the source height is given as constant  $b$ , the increase in  $b$  makes the sedimentation duration longer than in the constant height model at the sedimentation surface. The numerical simulations for the linear increase height model are carried out with varying  $b$  under the same conditions of the initial source height, the source GSD, and release duration. Results show that the linear increase constant  $b$  have a negative correlation with the peak accumulation rate and have a positive correlation with the thickness ratio of the upper layer. These suggest that the increase in the source height (eruption intensity) can be detected from the thickness ratio of the upper layer which can be observed by the geological survey.

キーワード: 降下火砕堆積物, 粒子サイズ分布, 噴火推移

Keywords: pyroclastic fall deposits, grain-size distribution, development of eruption

## 阿蘇巨大噴火の降灰シミュレーション The Tephra Fall Simulations of the Ignimbrite Eruption of Aso Volcano

石井 憲介<sup>1\*</sup>; 鈴木 雄治郎<sup>2</sup>; 新堀 敏基<sup>1</sup>; 福井 敬一<sup>1</sup>; 佐藤 英一<sup>1</sup>  
ISHII, Kensuke<sup>1\*</sup>; SUZUKI, Yujiro<sup>2</sup>; SHIMBORI, Toshiki<sup>1</sup>; FUKUI, Keiichi<sup>1</sup>; SATO, Eiichi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 気象研究所, <sup>2</sup> 東京大学地震研究所

<sup>1</sup>Meteorological Research Institute, <sup>2</sup>Earthquake Research Institute, The University of Tokyo

気象庁東京航空路火山灰情報センター(東京 VAAC)では、航空路上の浮遊火山灰による航空機への影響を回避するために、全球移流拡散モデル(JMA-GATM)を用いて火山灰の予測を行っている。このモデルは、気象庁全球モデルの結果(予報値または解析値(JMA, 2013))を大気場として利用し、移流過程・拡散過程・重力落下過程・沈着過程(湿性及び乾性)を考慮して火山灰粒子の時間発展を計算するモデルである。このモデルを用いて、巨大噴火の可能性が示唆されている阿蘇山噴火(Tatsumi et al, 2014)の降灰予測シミュレーションをおこなった。

阿蘇山は、約30万年前以降4回の巨大噴火を繰り返してきた。その中でも、約9万年前の噴火は最大規模であり、阿蘇4と呼ばれる。その降下堆積物(阿蘇4テフラ)は、北海道でも15cm程度の層厚が確認されるなど国内に広く分布し、後期更新世の重要な指標層の一つになっている。本研究では、阿蘇4に相当する巨大噴火を想定した数値実験をおこなった。火山灰の放出は一定強度で20時間継続し、総噴出量は $7.2 \times 10^{14}$ kgと仮定した。

JMA-GATMの現業の利用では、噴煙柱モデル(Suzuki, 1983)及び衛星観測から得られる火山灰分布を初期値としている。本研究では、より精度の高い火山灰の空間分布を初期値として与えるため、火山噴煙ダイナミクス of 3次元数値モデル(Suzuki et al, 2005)によるシミュレーションを行い、噴火後3時間30分のトレーサー粒子分布の結果を用いた。ただし、JMA-GATMは、火山灰粒子が大気に逆らわず風に流されていることを仮定しているため、3次元数値モデルの計算結果から初期値を作成する際には、大きな上昇流を持つ火山灰粒子や、大気場(風速)と大きく異なる速度を持つ火山灰粒子は初期値から除いた。国内への降灰分布を評価するために、対流圏中層で南西風が卓越した気圧配置である2014年4月3日12UTCを初期値とする全球予報値を用いて、約3日後までの移流計算を行った。その結果、地上降灰は北海道で数cm~10cm程度となり、野外観察事実と整合的な降灰量を再現した。また、気象場以外は同じ条件にして、異なる気象場を用いて降灰予測シミュレーションをおこなった結果、国内へはほとんど堆積せずに太平洋へと飛散するなど様々なパターンが存在することを示した。

キーワード: 移流拡散モデル, 巨大噴火, 火山灰, 降灰, 数値シミュレーション

Keywords: Atmospheric Transport Model, ignimbrite eruption, tephra, tephra fall, numerical simulation

## 大規模噴火を想定した降灰に関する準リアルタイム・コンテンツの作成 Quasi-Realtime Contents of the Tephra Fall Simulations against Large-Scale Eruption

新堀 敏基<sup>1\*</sup>; 石井 憲介<sup>1</sup>; 佐藤 英一<sup>1</sup>; 福井 敬一<sup>1</sup>; 横山 博文<sup>1</sup>  
SHIMBORI, Toshiki<sup>1\*</sup>; ISHII, Kensuke<sup>1</sup>; SATO, Eiichi<sup>1</sup>; FUKUI, Keiichi<sup>1</sup>; YOKOYAMA, Hirofumi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 気象研究所

<sup>1</sup> Meteorological Research Institute

気象研究所では2014年度から、「大規模噴火時の火山現象の即時把握及び予測技術の高度化に関する研究」に取り組んでいる。対象としている、噴出量が10億 $m^3$ オーダーの国内火山の大規模噴火は過去100年間発生しておらず、日々の気象場の下で大規模噴火を想定した降灰のシミュレーションを準リアルタイムで実行することは、その影響範囲を大局的に予想するとともに、数値モデルを点検・改良する観点から意味がある。そこで火山研究部では、過去の大規模噴火である1707(宝永4)年富士山噴火(日本火山学会2013年度秋季大会, **P45**)や1914(大正3)年桜島噴火(日本地球惑星科学連合2014年大会, **SVC50-P01**)を想定して、直近の気象庁メソ解析を入力値とする領域移流拡散モデル(JMA-RATM)による降灰予想のコンテンツを作成した。

本発表では、気象研究所火山研究部のホームページから毎日更新することを計画している同コンテンツについて紹介する。

キーワード: 移流拡散モデル, 大規模噴火, 火山灰, 降灰, 準リアルタイム, 数値シミュレーション

Keywords: Atmospheric Transport Model, large-scale eruption, volcanic ash, tephra fall, quasi-realtime, numerical simulation

## 定期観測データに基づく、カメルーン火口湖における湖水爆発発生可能性の数値的評価 Numerical assessment of the potential for future limnic eruptions in Cameroon, based on regular monitoring data

小園 誠史<sup>1\*</sup>; 日下部 実<sup>2</sup>; 吉田 裕<sup>3</sup>; Ntchantcho Romaric<sup>4</sup>; 大場 武<sup>5</sup>; Tanyileke Gregory<sup>4</sup>; Hell Joseph V.<sup>4</sup>

KOZONO, Tomofumi<sup>1\*</sup>; KUSAKABE, Minoru<sup>2</sup>; YOSHIDA, Yutaka<sup>3</sup>; NTCHANTCHO, Romaric<sup>4</sup>; OHBA, Takeshi<sup>5</sup>; TANYILEKE, Gregory<sup>4</sup>; HELL, Joseph V.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> 東北大・理, <sup>2</sup> 富山大・理, <sup>3</sup> 吉田技術士事務所, <sup>4</sup> IRGM, <sup>5</sup> 東海大・理

<sup>1</sup> Science, Tohoku Univ., <sup>2</sup> Science, Univ. of Toyama, <sup>3</sup> Yoshida Cons. Eng. Office, <sup>4</sup> IRGM, <sup>5</sup> Science, Tokai Univ.

「湖水爆発」は火口湖からの急激なガス放出を伴う現象であり、周辺地域への甚大な被害を及ぼすことがある。西アフリカ・カメルーンの火口湖であるニオス湖とマヌーン湖では、それぞれ1986年と1984年に急激なCO<sub>2</sub>ガスの放出を伴う湖水爆発が起こり、約1800名の周辺住民が犠牲となった。これらの火口湖における湖水爆発のメカニズムを理解するために、湖水の化学組成の定期観測が湖水爆発発生以来継続して行われており、これによって湖水内CO<sub>2</sub>鉛直分布の変動過程に関する詳細な情報が得られている。本研究は、数値モデリングと定期観測から得られたCO<sub>2</sub>分布に基づき、ニオス湖及びマヌーン湖における湖水爆発の発生可能性を評価することを目的とした。

湖水内CO<sub>2</sub>分布の変動過程によると、湖底からのCO<sub>2</sub>に不飽和な流体の供給によって、その不飽和状態の深層水が上方に押し上げられ、その結果湖水内の中深度において湖水が飽和状態に達する、という湖水爆発発生へのシナリオを予想することができる。そこで本研究では、CO<sub>2</sub>気泡を含むプリュームの上昇に関する数値モデルを用いることで、上述のシナリオにおける湖水内中深度での気泡生成が、湖水表面に達するようなプリュームを再現できるかどうかを調べた。その結果、定期観測データから推測される湖水内CO<sub>2</sub>分布などの現実的な条件のもとで、湖内中央部で生成されたプリュームが高流量のCO<sub>2</sub>を伴って湖水表面に達することがわかった。このプリュームの特徴は急激なCO<sub>2</sub>ガス放出を伴う湖水爆発現象に相当する。以上のことから、CO<sub>2</sub>に不飽和な最下部層の成長によって引き起こされる気泡プリュームの上昇が、湖水爆発をもたらす重要なメカニズムの一つとして考えられる。

ニオス湖及びマヌーン湖における湖水内CO<sub>2</sub>分布に影響を与える重要な要素として、脱ガスパイプを用いた湖水からの人工的なCO<sub>2</sub>除去が挙げられる。CO<sub>2</sub>に富む湖水が深部の層からパイプを通して引き込まれると、上昇する湖水の減圧に伴う気泡生成と膨張の効果によって、パイプ内の流れが自立して継続（自噴）し、その結果湖水表面において噴水が生じる。定期観測に基づく最新の湖水内CO<sub>2</sub>分布によると、湖底におけるCO<sub>2</sub>濃度が急激に低下していることから、その湖底CO<sub>2</sub>濃度の変化がパイプ内流れのダイナミクスや脱ガスの程度に与える影響を調べるために、本研究では脱ガスパイプ内の湖水の流れに関する数値モデルを新たに開発した。このモデルによって、湖底のCO<sub>2</sub>濃度と、湖水表面において計測可能な噴水高度の間の定量的な関係を得ることができた。また、本モデルによる結果は実際に計測された噴水高度とよく一致しており、このことは本モデルがニオス湖及びマヌーン湖における脱ガスパイプのダイナミクスを正確に再現していることを示している。

キーワード: 湖水爆発, ニオス湖, マヌーン湖, 数値モデル, 脱ガスパイプ

Keywords: Limnic eruption, Lake Nyos, Lake Monoun, Numerical model, Degassing pipe