

# 火山噴火現象とマグマ上昇過程：観測と物理モデル に基づく噴火推移予測に向けて

小屋口剛博\*

(2015年10月22日受付, 2016年1月13日受理)

## Physical Phenomena of Volcanic Eruptions and Magma Ascent: Towards Forecasting Volcanic Eruption Sequence Based on Physical Models and Field Observations

Takehiro KOYAGUCHI\*

This paper discusses physical phenomena of volcanic eruptions and magma ascent on the basis of a model of magma plumbing system where the conduit flow dynamics and the magma chamber processes including the conditions of start and end of an eruption are taken into consideration. According to the conduit flow models, the relationship of magma discharge rate,  $\dot{M}$ , and the magma chamber pressure,  $p_{ch}$ , (“the  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship”) during explosive eruptions is controlled by the pressure at which the conduit flow changes from a bubbly flow to a gas-pyroclast flow (“the fragmentation pressure”). The fragmentation pressure, in turn, depends on the mechanisms of gas escape and magma fragmentation. The  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship during non-explosive (effusive) eruptions depends on the density change due to gas-escape process and the viscosity change due to crystallization during magma ascent in the conduit. The models of magma chamber processes, on the other hand, suggest that the  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship strongly depends on the effective compressibility of magma chamber and the volume of magma chamber. The effective compressibility of the magma chamber drastically increases when the magma contains gas phase, and hence, it depends on water content of magma and pressure. The diverse features of eruption sequence result from the coupled effects of the conduit flow dynamics and the magma chamber processes. For example, the condition of start and end of an eruption depends on how the conduit flow is driven by the magma chamber pressure, as well as the mechanical stability of magma chamber. Some key parameters of the conduit flow dynamics are determined by the long-term physical processes of magma chamber (e.g., crystallization and differentiation of magma) during the repose period.

In order to establish a method to forecast eruption sequences, forward and inverse models of the magma plumbing system are formulated. Because of the above coupled effects of conduit flow dynamics and magma chamber processes, the forward model for the magma plumbing system shows complex behavior of eruption sequences (i.e., various trajectories of the  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship). Such complex behavior, as well as the lack of knowledge of the mechanical stability of magma chamber and the effects of deformation of conduit, makes it difficult to forecast eruption sequence on the basis of the forward model. The difficulty also comes from the fact that the magma chamber volume and the magma chamber pressure cannot be independently determined by the inverse model based on the geodetic and geological observations. Although, because of these difficulties, the model of magma plumbing system is not immediately useful for the volcanic disaster prevention, it certainly provides a frame-work to integrate different volcanological approaches for understanding of the diversity of eruption sequence.

**Key words:** volcanic phenomena, magma ascent, magma plumbing system, conduit flow model, magma chamber processes

### 1. はじめに

本稿では、「火山噴火現象」について「マグマ上昇過程」という観点から整理し、火山学の今後の方向性を展望す

ることを試みる。火山噴火においては、マグマ以外の物質の噴出、熱水や地表水とマグマの相互作用、マグマ上昇に伴う地震・微動、爆発に伴う空振など、様々な現象

\* 〒113-0032 東京都文京区弥生 1-1-1  
東京大学地震研究所  
Earthquake Research Institute, the University of Tokyo,

1-1-1 Yayoi, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0032, Japan.

e-mail: tak@eri.u-tokyo.ac.jp

が派生するが、ここでは「火山噴火現象」を「マグマが地表に噴出する現象」という意味で用いる。また、マグマが発生してから地表に至るまでのマグマ上昇過程には、部分溶融マンツルのダイアピルとしての上昇や結晶粒界における浸透流、割れ目や火道による上昇など、様々な形態があるが（これらの上昇様式の概要については、小屋口 (2008) の第 4 章から第 7 章を参照）、火山噴火に直接関連する火道やダイクを上昇する流れを対象を限定する。一方、マグマ溜りの物理過程についても、火山噴火現象・マグマ上昇過程に関する問題については議論の対象に加える。具体的には、本論文では、Fig. 1 に示したマグマ溜りと火道あるいはダイクより構成される「マグマ供給・噴出系」を想定し、この系におけるマグマ溜りの圧力とマグマの噴出率（単位時間あたりに噴出するマグマの質量）の関係を考察することを通じて、火山学の今後の研究課題を展望する。

Fig. 1 のマグマ供給・噴出系モデルは火山地下の理想化された描像であり、このようなモデルを考察するだけで火山学全体を俯瞰することには無理があるのではないか、という懸念があるかもしれない。しかし、私は、このマグマ供給・噴出系モデルにおいて、噴出率がゼロの期間（休止期間）を考察の対象に加えることによって、それが火山学の幅広い領域を繋ぐ理論的枠組みを提供するものと考えている。火山噴火という自然現象は、「火山」という固定された場所において、間欠的に発生するという著しい特徴をもつ。典型的な複成火山においては、数分から数年の時間スケールの噴火期間と数十年から数百年以上の休止期間を交互に繰り返しつつ、数万年から数十万年かけて一つの火山が成長し、その活動が衰退・停止する (e.g., 守屋, 1983)。休止期間を含むマグマの噴出率の時間発展を理解することは、個々の噴火の開始から終息までの推移のみならず、火山噴火の間欠性の理解に繋がる。噴火の間欠性を理解する事は、さらに、火山地下に供給されたマグマのどの程度の割合が地表に達するかという問題（貫入・噴出マグマの比率）、次の噴火への準備過程、マグマの岩石学的性質の長期的進化など、火山形成史の全体像を理解することに繋がる。

マグマ供給・噴出系モデルは、火山学と防災を繋ぐ要としても重要な役割を果たす。噴火の開始から終息までの推移を予測することは、言うまでもなく火山防災上の中心的課題である。防災の手段として火山噴火の推移予測を行う場合、しばしば、噴火イベントツリーという考え方が適用される。イベントツリーでは、それぞれの分岐において事象の発生確率を与える形で予測を行うが、これらの確率は対象とする火山の過去の噴火事例に基づいて経験的に与えられており、現状では、必ずしも物理

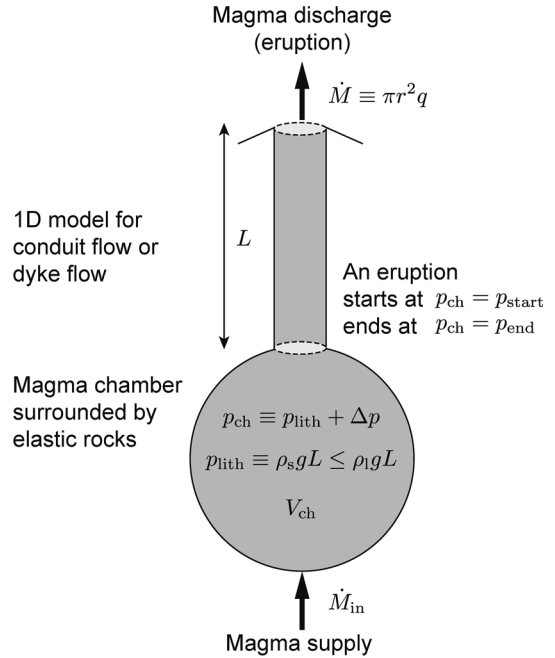


Fig. 1. Schematic illustration of the magma plumbing system. In this paper the magma plumbing system is defined as a simple system that is composed of a magma chamber surrounded by elastic rocks and connected to the surface by a conduit (or dyke). In this model the conditions of start and end of an eruption is taken into account by critical chamber pressures,  $p_{start}$  and  $p_{end}$ , respectively. It is also assumed that the magma chamber is located at a neutral buoyancy level so that the density of the liquid magma ( $\rho_l$ ) is greater than the density of the surrounded rocks ( $\rho_s$ ) between the magma chamber and the surface.

モデルによる裏付けがあるわけではない。一方、火山学においては、火山噴火現象に関する観測事例が蓄積されるとともに、その背後にある物理過程に関する理論的研究が進展してきた。このような状況の下、物理モデルによる予測と観測データのインバージョン解析を組み合わせたデータ同化によって噴火イベントツリーの確率計算を高度化できるのではないかと、いう期待感が強くなっている。仮に、データ同化を用いた噴火推移予測を行う場合、火山周辺の地殻変動などの観測や噴出物調査の結果からマグマ溜りの圧力や噴出率を推定し、さらにマグマ供給・噴出系モデルに基づいてこれらの量の時間発展を予測することになる。予測できるかどうかを判断するため、あるいは、仮に予測をしたとして、その予測精度を科学的に評価するためには、時間発展モデルの中核となるマグマ供給・噴出系モデルの物理を理解しているこ

とが不可欠である。

本論文の内容は、最近報告された「噴火の終わり方」に関する解説論文(佐藤・他, 2015)と多くの点で問題意識を共有している。佐藤・他(2015)の論文では、噴出率がゼロになる条件や様々な噴火タイプにおける噴火の終わり方に関して、物理的条件から物質科学的条件まで広範な研究成果が羅列的に紹介されており、この問題に関する最近の研究成果を概観することができる。一方、それらの研究成果で提唱されている結論は、それぞれの研究に対して固有に設定された仮定に基づいて導かれた論理的帰結であるため、それらの結論だけを持ち寄って、その組み合わせから新たな一般的知見を論理的に導くことが難しい。そこで、本論文では、「休止期間を含むマグマ供給・噴出系モデル」という共通の論理的基盤を設定し、そのモデルに基づいて観測研究・理論的研究・防災研究を統合するためにはどのような課題が残されているのかという視点で、今後の火山学全般の方向性を展望するという方針を採用した。以上の方針から、本論文は、必ずしも、「火山噴火現象」や「マグマ上昇過程」に関する最新の動向を網羅的に紹介・解説する構成にはなっていない。火山噴火現象やマグマ上昇過程については、ここに紹介された研究以外にも、この十年の間に様々な角度から観測研究・理論的研究が進展した。素粒子物理の応用を含む新観測手法が導入されることによって多様な火山噴火現象のモニタリングが可能になり、さらに、それらの現象の背後にあるマグマ上昇の物理素過程について実験的・理論的に調べられてきた。本論文で取り扱われない最新の研究成果については、本特集号の他の総説を参照されたい。

## 2. 噴火の開始・終息条件を考慮したマグマ供給・噴出系モデル

本論文では、マグマの供給と噴出のバランスや休止期間中のマグマの分化作用の物理モデルに基づいてマグマ溜りの状態(主にマグマの圧力)を推定し、そのマグマ溜りの状態に応じて噴火期間におけるマグマの噴出率を推定するモデルを総称してマグマ供給・噴出系モデルと呼ぶ。貫入岩体の地質調査や火山地下の構造探査等の結果などによると、現実のマグマ供給・噴出系においては、マグマ溜り、ダイク、火道等が組合わさった複雑な構造が発達している可能性が高い(e.g., Gudmundsson, 2012)。マグマ供給・噴出系モデルを考えるにあたって、観測研究を定量的に再現するという観点からは、そのモデルが現実に近い構造を持つことが望ましい。一方、マグマ上昇の物理過程の本質を明らかにするためには、理想化されたモデルを設定する必要がある。ここでは、可能な限

り単純なモデルから始めて、観測研究や防災研究と統合する上で外すことができない要因を順次付け加えてゆく形で議論を進める。

さて、火山において噴火期間と休止期間が存在するという観測事実は、噴火には何らかのオン・オフスイッチ(開始・終息条件)が存在するということを意味している。その意味で、「休止期間を含むマグマ供給・噴出系モデル」と言い換えることができるであろう。そこで、本章では最初のステップとして、噴火には開始と終息があるという観測事実を説明するための要件について議論する。

### 2-1 噴火の開始・終息条件の背景にある物理過程

噴火に開始と終息があるという観測事実を説明するためには、「マグマ上昇の原動力は浮力である」という基本的命題に遡って検討する必要がある。一般に、マグマは上部マントルや下部地殻を構成する岩石に比べて低密度であり、地殻最上部の岩石より高密度である。従って、上部マントルで生成したマグマは、下部地殻までは浮力で上昇し、地殻最上部では上昇の原動力を失う。その結果、マグマが周囲の岩石と同じ密度を持つ密度中立レベル付近に停滞し、それがマグマ溜りを形成する要因の一つとなる(e.g., Lister and Kerr, 1991; Ryan, 1993)。すなわち、マグマ上昇の支配要因が各深さの密度差で決まる浮力だけであるならば、マグマは地表に到達せず、火山噴火は起こらない。仮に、マグマ溜りが密度中立レベルで形成されるとすると、火山噴火の開始・終息条件を決定する「火山噴火のスイッチ」は、マグマ溜り直上の負の浮力の障壁を乗り越える何らかのメカニズムを含むものでなければならない。

マグマ溜り直上の負の浮力の障壁を乗り越えるメカニズムとしては、少なくとも以下の2つの要因が本質的な役割を果たしている。第一の要因は、周囲の岩石の変形に対する抵抗である。アルキメデスの法則で知られる狭義の浮力は、周囲の物質が自由に変形する流体であることを前提としている。自由に変形する静止流体中の物体の表面には、流体から表面に垂直方向に静圧が加わり、その結果、物体は、あらゆる深さで密度差に重力加速度と体積を掛けた狭義の浮力を受ける。一方、地殻を構成する岩石は変形に対する抵抗力をもつため、マグマ溜りや火道・ダイクは、その中のマグマの圧力が静岩圧からずれた状態のまま或る程度形状が保持される。例えば、マグマ溜りの過剰圧などによって火道・ダイクが押し広げられれば、マグマは局所的な負の浮力に逆らって或る程度上昇することが可能になる(e.g., Lister and Kerr, 1991)。

もう一つの要因は、マグマからの気相の析出である。マグマが先に述べた岩石の強度に支えられてマグマ溜り直上の負の浮力の領域を乗り越えて地表近くまで到達した場合、そのマグマは減圧によって発泡・膨張し、液相と気相の混合物になる。気液二相マグマの密度は地表付近で急激に減少し、その結果、マグマ溜りから地表までの気液二相マグマの平均密度は、同じ範囲の周囲の岩石の平均密度より小さくなる。この状況でマグマ溜りから地表までの流路が確保されている場合、仮に、局所的に負の浮力が働く領域があっても、マグマ溜りから地表までの「平均的浮力」によってマグマの上昇が駆動される。一方、析出した気相が効率良く液相から分離した場合（以下ではこの過程を「脱ガス過程」と呼ぶ）、気液二相マグマの密度はマグマ溜りから地表までの地殻の平均密度より高くなり、マグマの上昇流は駆動されない。

上記の2つの要因のうち特に前者、すなわち周囲の岩石の変形に対する抵抗の影響については、未だ物理モデルが確立していない。本論文では、当面の叩き台モデルとして、マグマ溜りについては、マグマの取支によって圧力が静岩圧 (Fig. 1 中  $p_{lith}$ ) に対して過剰圧あるいは過減圧状態になり、その圧力差 (Fig. 1 中  $\Delta p$ ) に応じて周囲の岩石が弾性変形するものと考え、火道については径が一定の剛体的火道モデルを採用する。その上で噴火の開始・終息条件については、静岩圧からずれたマグマ溜りの圧力 ( $p_{start}$  と  $p_{end}$ ) によって評価することとした。また、マグマ溜り以浅の周囲の岩石の密度は、液体マグマの密度より小さいと考えた。このモデルは、必ずしも現実のマグマ供給・噴出系の詳細を再現するものではないが、マグマの通路の確保については「マグマ溜りの過剰圧に対する周囲の岩石のレスポンス」という形で考慮され、負の浮力については周囲の岩石と液体マグマの密度差によって考慮されている。また、剛体的火道モデルによってマグマ上昇に伴うマグマ溜りや火道中の圧力分布を推定できるため、推定された圧力分布の下でマグマ溜りや火道・ダイクの周囲の岩石がどのように変形するのかという問題に議論を進展させることができる。マグマの上昇については、マグマの圧力が周囲の静岩圧と常に釣り合っていると仮定してモデル化するという立場もあるが (e.g., 井田, 1990), その場合、「マグマ溜りへのマグマの蓄積過程で生じたマグマ溜りの過剰圧によって火山体が膨張し、噴火とともに過剰圧が緩和して山体が収縮する」という火山噴火における基本的観察事実を表現することが困難になる。従って、ここでは観測研究成果を積極的に利用して理論モデルを実証的に改善するという観点からも、マグマ溜り中や火道中のマグマの圧力と静岩圧との差を生み出すモデルを採用し、その上で

マグマ溜りや火道の変形によってその圧力差がどのように緩和されるかを評価するという方針で考察を進める。

## 2-2 噴火の開始・終息条件を考慮したマグマ供給・噴出系モデルの基礎方程式

上に述べた方針に従い、本論文では Fig. 1 のように球形の溜りとそこから上方に伸びる火道によって構成されるモデルを考える。火山地下構造の観測によると、一般には、マグマ溜りは火口直下には存在せず、火道は傾いている可能性がある。しかしながら、可能な限り単純なモデルに基づいて理論的枠組みを理解するという方針のもと、ここでは鉛直方向に伸びる火道を考える。マグマ溜りの圧力  $p_{ch}$  は、下方からの新たなマグマの供給と噴出のバランスや結晶化などのマグマ溜り内の物理過程で決まるものとする。また、マグマ溜りの周囲の岩石は、マグマ溜りの圧力の増減に伴って弾性変形するものとする。このとき、マグマ溜りの圧力について静岩圧  $p_{lith}$  からの差  $\Delta p = p_{ch} - p_{lith}$  に注目すると、 $\Delta p$  の時間発展がマグマの噴出率 (より正確にはマグマ溜りからのマグマの流出率)  $\dot{M}$  の関数として

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \frac{1}{\beta \rho_{ch} V_{ch}} (\dot{M}_{in} - \dot{M}) + G \quad (1)$$

のように表される。ここで  $V_{ch}$  はマグマ溜りの体積、 $\rho_{ch}$  はマグマ溜りにおけるマグマの密度、 $\dot{M}_{in}$  はマグマ溜りへのマグマの流入率、 $\beta$  はマグマ溜りの実効圧縮率である。ここでは、マグマの供給と噴出のバランス以外の効果 (温度変化に伴う結晶化や気相の析出の効果など) による圧力変化をまとめて  $G$  で表した。 $\beta$  や  $G$  の内容については後の章で論ずることになる。

マグマ溜り以浅のマグマの上昇については、1次元火道流モデルを適用する。後の章で述べるように、1次元火道流モデルは、一般に時間  $t$  と空間 (鉛直方向の座標  $z$ ) を独立変数とする偏微分方程式の形で与えられる。ここでは、マグマ供給・噴出系モデルの数理解造の本質を抽出するために、各物理量の空間分布についてマグマ溜りから火口まで積分して、時間だけを独立変数とする常微分方程式に近似できると仮定しよう。このとき、1次元火道流モデルの解は、何らかの関数  $f_{flow}$  を用いて

$$\frac{d\dot{M}}{dt} = f_{flow}(\Delta p, \dot{M}) \quad (2)$$

という形で表される。特に、火道流が各瞬間で定常流に近似できる場合には、 $f_{flow}(\Delta p, \dot{M}) = 0$  を  $\dot{M}$  について解くことによって、

$$\dot{M} = f_{steady}(\Delta p) \quad (3)$$

という、噴出率がマグマ溜りの圧力(あるいは過剰圧  $\Delta p$ )で決まるという関係式の形に表すことができるであろう(後の章では、実際にこの関係式の導出を試みる)。噴火期間中のマグマ供給・噴出系の振る舞いについては、式(1)と式(2)(または式(3))を連立させて解くことになる。

噴火の休止期間においては、式(1)において  $\dot{M}$  をゼロとしたときのマグマ溜りの圧力増加が問題になる。つまり、休止期間の基礎方程式は、式(1)およびこの式に含まれるパラメータの時間発展を必要に応じて補ったものとなる。今、マグマ溜りの圧力変化と噴出量の関係だけに注目した場合、噴火期間中についても、式(1)を噴火期間について積分した

$$\delta p \equiv p_{\text{start}} - p_{\text{end}} = \frac{M}{\beta \rho_{\text{ch}} V_{\text{ch}}} \quad (4)$$

という関係が、火道流モデルを用いることなく得られる。ここで  $\delta$  は噴火前後の変化量を表し、 $p_{\text{start}}$  および  $p_{\text{end}}$  は、それぞれ噴火の開始圧力条件と終息圧力条件で与えられる。また、噴火期間中の  $\dot{M}_{\text{in}}$  と  $G$  の影響は小さいものと仮定した。式(1)と(4)を用いることによって、噴火期間・休止期間を含む噴出量およびマグマ溜りの圧力の長期的時間発展について、「横軸に時間、縦軸にマグマの噴出量をとったダイアグラム(階段ダイアグラムと呼ぶ)」と「横軸に時間、縦軸にマグマ溜りの圧力をとったダイアグラム(鋸ダイアグラムと呼ぶ)」を描くことができる(Fig. 2)。

以上が、噴火の開始・終息条件を考慮したマグマ供給・噴出系モデルの基礎方程式であるが、この基礎方程式の数理的枠組みを理解するために、単純なリファレンスモデルを示しておこう。例えば、ドーム噴火のような溢流的な噴火を想定し、火道流モデルとしてポワズイユ流を考えると、式(3)は単純な比例関係

$$\dot{M} = \frac{\rho_{\text{ch}} \pi r^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{L} \quad (5)$$

となる。ここで、 $r$  は火道径、 $L$  は火道の長さ(マグマ溜りの深さ)、 $\eta$  はマグマの粘性である。なお、簡単のため、マグマの密度は一定値  $\rho_{\text{ch}}$  であり、火道流はマグマ溜りの過剰圧のみによって駆動されるものとした。今、式(1)において、マグマの供給  $\dot{M}_{\text{in}}$  や圧力増加をもたらす付加的要因  $G$  がない状況を考えると、式(1)と(5)を連立させることによって

$$\frac{d\dot{M}}{dt} = -\frac{\dot{M}}{\tau} \quad \text{および} \quad \frac{d\Delta p}{dt} = -\frac{\Delta p}{\tau} \quad (6)$$

という簡単な微分方程式を得る。ここで

$$\tau = \frac{8\eta L \beta V_{\text{ch}}}{\pi r^4} \quad (7)$$

である。この微分方程式は、

$$\dot{M} = \dot{M}_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{および} \quad \Delta p = \Delta p_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (8)$$

という解、すなわち、初期過剰圧  $\Delta p_0$  と初期噴出率  $\dot{M}_0$  を持って開始した噴火が、時間スケール  $\tau$  で緩和して終息する過程を表す解をもつ。この結果は、非常に単純な仮定に基づくものであるが、噴火の終息過程において噴出率が指数関数的に減衰する場合があるという観測事実(Wadge, 1981; Mastin *et al.*, 2008; Anderson and Segall, 2011)を説明する。

休止期間のマグマ溜りの時間発展を記述するリファレンスモデルとしては、式(1)において  $\dot{M} = 0$  に加えて  $G = 0$  を仮定し、さらに  $\beta$ ,  $\rho_{\text{ch}}$ ,  $V_{\text{ch}}$ ,  $\dot{M}_{\text{in}}$  が一定値である場合を考えることができるであろう。また、噴火期間については、式(4)に従って噴出量と噴火前後の圧力変化の関係を与える。このようなリファレンスモデルの状況においては、噴出量あるいは噴火時刻と噴火の開始・終息条件の間に単純な関係があることが知られている(*e.g.*, Bacon, 1982; 小山・吉田, 1994)。すなわち、噴火開始のマグマ溜りの圧力条件  $p_{\text{start}}$  が決まっている場合には、或る噴出量の噴火が起こったときの次の噴火の時刻を予測でき(Fig. 2b)、噴火終息のマグマ溜りの圧力条件  $p_{\text{end}}$  が決まっている場合には、ある長さの休止期間の後に起こった噴火の噴出量を予測できる(Fig. 2c)。さらに噴火の開始条件と終息条件の両方が決まっている場合には、噴火は周期的に発生する(Fig. 2a)。

上に示したように、噴出率とマグマ溜りの圧力が比例関係になりマグマ溜りや火道流に関する諸物理パラメータが固定されているリファレンスモデルでは、マグマ供給・噴出系は、周期的に噴火が発生し、個々の噴火では噴出率やマグマ溜りの圧力が指数関数的に減衰するという単純な挙動を示す。言うまでもなく、一般には、噴出率とマグマ溜りの圧力の関係は単純な比例関係では表せないし、マグマ溜りや火道流に関する諸物理パラメータは長期的・短期的に変化する。以下では、より一般的な火道流ダイナミクスやマグマ溜りの物理過程を考慮したときに上記のマグマ供給・噴出系モデル全体の数理的性質がどのように変わるのかについて系統的に整理してゆく。まず、第3章では火道流モデルにおけるマグマ溜りの圧力と噴出率の関係について整理し、第4章ではマグマ溜りの物理過程の観点からマグマ溜りの圧力変化や噴火の開始・終息条件について整理する。その上で、第5

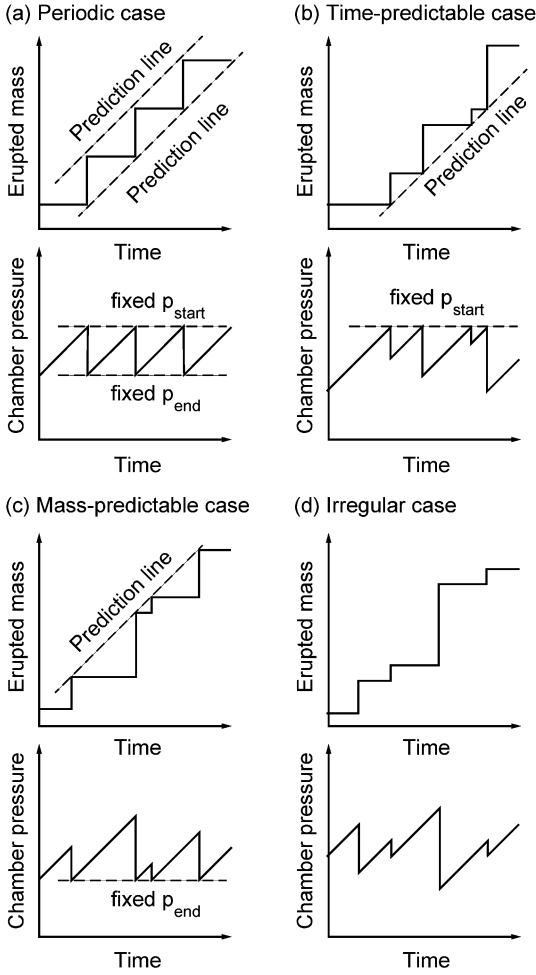


Fig. 2. Schematic illustration of the diagrams showing the mass of erupted magma and the magma chamber pressure as functions of time in the course of long-term evolution of a volcano. We set a reference model where  $\beta$ ,  $\rho_{ch}$  and  $V_{ch}$  are constant and  $G=0$  in Eq. (1). In the reference model, the features of the diagram are classified into four types: (a) the periodic case with fixed  $p_{start}$  and  $p_{end}$ , (b) the time-predictable case with fixed  $p_{start}$ , (c) the mass-predictable case with fixed  $p_{end}$ , and (d) the irregular case.

章において、一般的条件におけるマグマ供給・噴出系モデルと観測研究を組み合わせることによる噴火推移予測の可能性について考察する。

### 3. 火道流モデルにおけるマグマ溜りの圧力と噴出率の関係の支配要因

本章ではマグマ溜りの圧力とマグマの噴出率の関係(式(2)あるいは(3)の具体的な性質)を支配する要因に

ついて、最近の1次元火道流モデルに基づいて考察する。先にも述べたように、当面、径が一定の剛体的火道を想定して議論を進める。

1次元火道流については、質量の保存式、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

運動量の保存式、

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g - F_{fric} \quad (10)$$

および、状態方程式として、気相と液相の相対運動がない場合の混合物の密度と圧力の関係式

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1-n}{\rho_l} + \frac{nRT}{p} \quad (11)$$

を与え、これらの微分方程式を解くことによって、その性質を理解することができる。ここで、 $\rho$ はマグマの密度、 $v$ は上昇速度、 $p$ は圧力、 $g$ は重力加速度、 $n$ は気相の重量分率、 $R$ はマグマのガス定数、 $T$ はマグマの温度、 $t$ は時間、 $z$ は鉛直方向の座標である。マグマの粘性などによる摩擦抵抗については、運動量保存式の中で  $F_{fric}$  という項で表した。火道中のマグマは、火道下部では液体マグマ中に気泡が分散する「気泡流」として上昇し、マグマの破碎を経て、火道上部では気相の中に液体マグマが分散する「噴霧流」として上昇し、地表に噴出する (e.g., Wilson, 1980)。気泡流および噴霧流の摩擦抵抗は、それぞれ

$$F_{fric} = \begin{cases} \frac{8\eta v}{\rho r^2} & \text{気泡流領域} \\ \sim 0 & \text{噴霧流領域} \end{cases} \quad (12)$$

のように近似することができる ( $\eta$ ,  $r$ の定義については式(5)を参照)。気泡流から噴霧流に流動様式が変化することによって、上昇運動に対する摩擦抵抗が大きく変わることが、火道流の特徴である。

これらの関係式は、プリニー式噴火のような定常的な爆発的噴火、プルカノ式噴火などの非定常的な爆発的噴火、さらに溶岩ドームを形成するような非爆発的噴火などの多様な噴火タイプや、それらの噴火タイプ間の遷移現象を記述する基礎方程式となる。ここでは、各瞬間で定常的噴火と見なせる場合の問題を限って、マグマ溜りの圧力とマグマの噴出率の関係を支配する物理的要因について考える。すなわち、上記の火道流の基礎方程式の時間に依存する項を除いた式から、式(3)と等価な関係を導き、その性質を考察する。

### 3-1 脱ガスがない1次元定常火道流

脱ガスがない場合の1次元定常火道流は、一般に、或る圧力  $p_{ch}$  を持つマグマ溜りからマグマが気泡流として上昇し、噴霧流として地表に噴出する。出口においては、音速に達する、あるいは、亜音速流では圧力が大気圧  $p_a$  と等しいという境界条件が課せられる。すなわち、1次元定常火道流モデルは、マグマ溜りの圧力と出口の境界条件を満たす二点境界値問題として定式化され、定常解としてマグマの噴出率とマグマ溜りの圧力の関係が得られる。Koyaguchi (2005) は、その定常解が、近似的に

$$\begin{cases} \frac{\bar{p}_{ch}}{1+\bar{\eta}\bar{q}} + \bar{L}_{sc} \ln\left(\frac{\bar{p}_t}{\bar{q}}\right) = 1 & (\text{音速流; } \bar{q} \geq 1) \\ \frac{\bar{p}_{ch}}{1+\bar{\eta}\bar{q}} + \bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_t = 1 & (\text{亜音速流; } \bar{q} < 1), \end{cases} \quad (13)$$

と表現できることを示した。なお、この式は、原論文 (Koyaguchi, 2005; Kozono and Koyaguchi, 2009) と多少異なる無次元パラメータを用いて表現されている。式 (13) の各パラメータは次のような意味をもつ。 $\bar{q}$  は無次元流量であり、

$$\bar{q} = \frac{q}{q^*} = \frac{\sqrt{nRT}q}{p_a} \quad (14)$$

で定義される。 $q$  は単位時間単位断面積あたりの流量であり、噴出率と  $\dot{M} = \pi r^2 q$  で関係づけられる (Fig. 1 参照)。 $q^*$  は大気圧下で音速で流れている時の  $q$  の値であり、大気圧  $p_a$  を用いて  $q^* = p_a / \sqrt{nRT}$  で与えられる。 $\bar{p}_{ch}$  は無次元マグマ溜り圧力であり、

$$\bar{p}_{ch} = \frac{p_{ch}}{\rho g L} \approx \frac{p_{lith} + \Delta p}{\rho g L} \quad (15)$$

で定義される。マグマ溜りの圧力 ( $p_{ch} = p_{lith} + \Delta p$ ) を火道全体が気泡流で満たされた時の静マグマ圧  $\bar{\rho} g L$  で規格化したものである。別の言い方をすると、マグマ溜りの圧力が気泡流の静マグマ圧になるような長さを火道の長さで規格化したものである。なお、式 (15) においては、気泡流の平均密度  $\bar{\rho}$  を液体の密度  $\rho_l$  に近似している。 $\bar{L}_{sc}$  は、マグマの無次元スケールハイトであり、

$$\bar{L}_{sc} = \frac{nRT}{gL} \quad (16)$$

で定義される。 $nRT/g$  は重力場におけるマグマの密度変化の固有の長さスケール (スケールハイト) であり、 $\bar{L}_{sc}$  はそれを火道の長さで規格化したものである。 $\bar{p}_t$  は無次元マグマの破砕圧力であり、マグマの破砕が起る圧力  $p_f$  を

$$\bar{p}_t = \frac{p_f}{p_a} \quad (17)$$

のように大気圧で規格化したものである。 $\bar{\eta}$  は無次元粘性抵抗であり、

$$\bar{\eta} = \frac{F_{fric}^*}{g} = \frac{8\eta q^*}{g\rho_l^2 r^2} \quad (18)$$

で定義される。すなわち、 $q^*$  の流量で流れる気泡流における粘性抵抗を荷重の影響で規格化した量である。このパラメータは、マグマ上昇流の抵抗力として重力と粘性力のどちらが支配的かという「力のバランス」を表す指標になっている。ここでも、気泡流の平均密度を液体の密度  $\rho_l$  に近似した。

式 (13) において、左辺の第1項、第2項は、それぞれ、火道の中で気泡流と噴霧流が占める割合を表している。火道流では、マグマの上昇とともに、マグマ溜りの圧力から、マグマの破砕圧力を経て、火口の圧力まで減圧する。亜音速流では出口の圧力  $p_e$  が大気圧  $p_a$  に固定されるのに対して、音速流では出口の圧力は流量に比例し  $p_e = q\sqrt{nRT}$  となる。火道流は、気泡流においては粘性抵抗  $F_{fric}$  によって急な圧力勾配を持ち、噴霧流においては主に荷重による圧力勾配をもつ。マグマ溜りの圧力からマグマ破砕圧力までの圧力差およびマグマ破砕圧力から出口圧力までの圧力差を生み出す長さから、気泡流と噴霧流の長さを近似計算し、それぞれの長さを火道全体の長さ  $L$  で割ったのが、式 (13) の左辺の各項の意味である。

この近似解が意味する最も重要な点は、火道流モデルにおける噴出率とマグマ溜りの関係が3つの支配パラメータを持つことである。すなわち、式 (13) は、それを  $\bar{q}$  について解くことによって、或る関数  $f$  を用いて、

$$\bar{q} = f(\bar{p}_{ch}; \bar{\eta}, \bar{L}_{sc}, \bar{p}_t) \quad (19)$$

という形に書き換えることができる。この式の両辺に  $\pi r^2 q^*$  を掛けたものは、脱ガスがない火道流に関する式 (3) の具体的表現になっている。関数  $f$  そのものは簡単な式で表すことができないが、式 (13) を  $\bar{p}_{ch}$  について解いた  $f$  の逆関数については

$$\bar{p}_{ch} = \begin{cases} (1+\bar{\eta}\bar{q}) \left\{ 1 - \bar{L}_{sc} \ln\left(\frac{\bar{p}_t}{\bar{q}}\right) \right\} & (\text{音速流; } \bar{q} \geq 1) \\ (1+\bar{\eta}\bar{q})(1 - \bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_t) & (\text{亜音速流; } \bar{q} < 1) \end{cases} \quad (20)$$

のように簡単な形をしている。リファレンスモデルの式 (5) は、式 (19) において  $\bar{q} \propto (\bar{p}_{ch} - 1)$  となる特別な場合であるが、言うまでもなく、式 (19) は一般的には単純な比例関係ではない。

さて、我々が特に興味を持っているのは、マグマ溜りの圧力を変化させたときの噴出率の変化、つまり式 (19) の関数  $f$  の振る舞いである。  $f$  の性質およびそのパラメータ依存性を理解する上では、逆関数である式 (20) を吟味することに加え、Koyaguchi (2005) による図学的解析が有効である。ここでは、Koyaguchi (2005) に改良を加えて、横軸に  $\bar{q}$  をとり、縦軸に式 (13) の左辺の第 2 項 ( $\tilde{L}_g$ ) および第 1 項 ( $\tilde{L}_b$ ) を逆さまにした図を描く (Fig. 3)。先にも述べたように、 $\tilde{L}_g$  の曲線は噴霧流領域の割合を示し、 $\tilde{L}_b$  の曲線は気泡流領域の割合を示す (それぞれ「噴霧流曲線」、「気泡流曲線」と呼ぶ)。両曲線の距離が丁度 1 になったところの  $\bar{q}$  の値が、求める近似解である。 Fig. 3 上で、先に述べた 3 つのパラメータのうち  $\bar{q}$  は 2 つの曲線の水平的な位置関係を表す。すなわち  $\bar{q}$  が小さい値を持つほど気泡流曲線が右側にシフトする。また、 $\tilde{L}_{sc}$  と  $\bar{p}_f$  を組み合わせた  $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f$  は噴霧流曲線の高さを表す。マグマ溜りの圧力と噴出率の関係は、これらの与えられた曲線の位置関係の中で、気泡流曲線の高さ  $\bar{p}_{ch}$  を変化させたときに、曲線の間隔が 1 となる  $\bar{q}$  の位置 (Fig. 3 中の鉛直太線の位置) がどのように移動するかを見ればよい。

このような図学的考察、および式 (20) の形から、爆発的噴火におけるマグマ溜りの圧力と噴出率の関係は、 $\bar{q}$  と  $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f$  という 2 つのパラメータに強く依存することが導かれる。中でも  $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f$  の値が 1 を超えるか否かによって、マグマ溜りの圧力と噴出率の関係の性質は大きく変わる (Fig. 3b, c)。  $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f \geq 1$  の場合、仮に  $\bar{p}_{ch} \sim 0$  とした場合でも、音速解が得られる。すなわち、この条件ではマグマ溜りが殆ど空になるまで爆発的噴火に対応する解が存在し続ける。それに対して  $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f < 1$  の場合、 $\bar{p}_{ch}$  がある閾値以下になると噴出率が急減し、爆発的解がなくなる。なお、これらのパラメータの定義から、 $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f$  の値は主にマグマの含水量とマグマ溜りの深さから決まり、含水量が数重量 % の通常のマグマに対しては、マグマ溜りの深さが 5 から 10 km のときに、その値が 1 となる。一方、 $\bar{q}$  は、 $\bar{p}_{ch}$  の変化に対する  $\bar{q}$  の変化率に関係する。 $\bar{q}$  の値が小さいほど、 $\bar{p}_{ch}$  の変化に対して  $\bar{q}$  が敏感に変化する (Koyaguchi, 2005)。

Fig. 4 には、火道径、含水量、マグマの温度については固定し、粘性とマグマ溜りの深さを変えた時のマグマ溜りの圧力と噴出率の関係について、式 (9) から (11) までの基礎方程式 (時間依存項については落としたもの) を用いて数値的に求めた結果、および、対応する条件に対する近似式 (式 (20)) の結果を示した。この結果から、マグマ溜りの圧力減少に伴って、噴出率が急激に減少して噴火が終息する場合と、マグマ溜りが減圧しても噴出

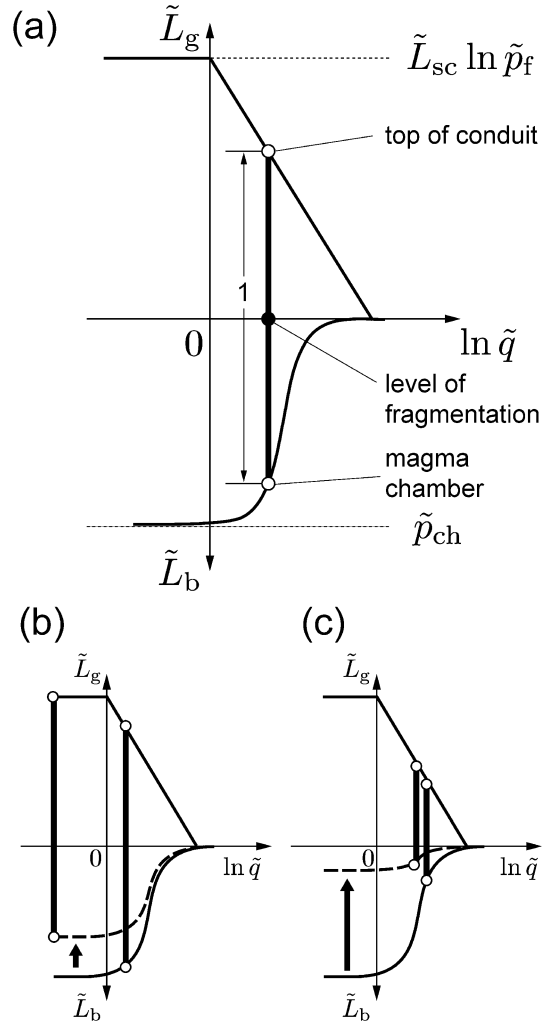


Fig. 3. Schematic diagram showing the graphical method to understand the steady  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship during explosive eruptions. The vertical axis represents the normalized lengths of the gas-pyroclast flow region  $\tilde{L}_g$  and the bubbly flow region  $\tilde{L}_b$ . The horizontal axis represents the logarithm of the normalized flow rate  $\bar{q}$ . The approximate solution of  $\bar{q}$  is given by the position of the vertical bar with length of 1 (a). The decreasing rate of  $\bar{q}$  with decreasing  $\bar{p}_{ch}$  drastically changes, depending on whether  $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f < 1$  (b) or  $\tilde{L}_{sc} \ln \bar{p}_f > 1$  (c). The graphical method is based on Koyaguchi (2005).

率が変わらず爆発的噴火が継続する場合、という定性的に全く異なる解が得られること、また、近似式がこの解の振る舞いを半定量的に再現することが確認される。この特徴、特にマグマ溜りが浅いときに爆発的噴火が継続



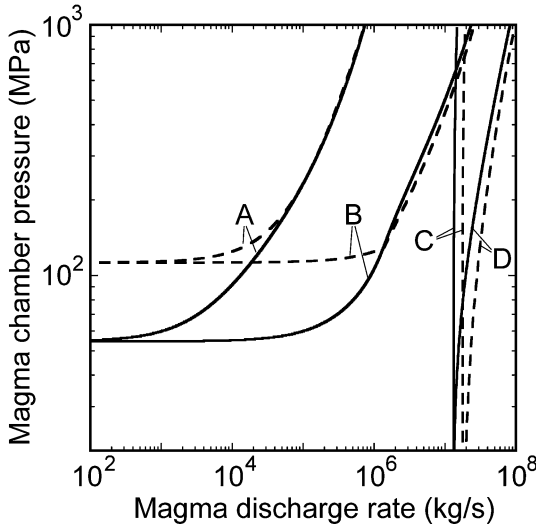


Fig. 4. Representative steady  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationships based on the one-dimensional steady conduit flow model in which the liquid and gas phases have no relative motion (*i.e.*, the model without “gas-escape”). Solid curves: numerical results. Dashed curves: approximate solutions. In these calculations it is assumed that  $T=1,273$  K,  $\rho_l=2,500$  kg/m<sup>3</sup>,  $\phi_{crit}=0.8$ ,  $n=0.0354$ ,  $r=25$  m, (A)  $L=15,000$  m and  $\eta=10^8$  Pa s ( $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_f=0.69$  and  $\bar{\eta}=15$ ), (B)  $L=15,000$  m and  $\eta=10^6$  Pa s ( $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_f=0.69$  and  $\bar{\eta}=0.15$ ), (C)  $L=5,000$  m and  $\eta=10^8$  Pa s ( $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_f=2.1$  and  $\bar{\eta}=15$ ), and (D)  $L=5,000$  m and  $\eta=10^6$  Pa s ( $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_f=2.1$  and  $\bar{\eta}=0.15$ ).

するという特徴は、物理的には、マグマ溜りが浅い場合には火道がほぼ全体に亘って低密度・低粘性の噴霧流によって満たされ、マグマ溜りの圧力が下がっても流れの駆動力が失われないという事実によって説明される。

火道流の圧力分布についても、「気泡流においては粘性抵抗  $F_{nic}$  によって急な圧力勾配を持ち、噴霧流においては主に荷重による圧力勾配をもつ」という事実から、その近似的振る舞いを推定することが可能である (Fig. 5)。脱ガスがない場合の圧力分布の大局の特徴は、マグマの破砕面の深さ、すなわち、噴霧流領域の長さ  $L\bar{L}_g$  で決まる。マグマの破砕面における静岩圧は、周囲の岩石の密度  $\rho_s$  と重力加速度を用いて  $\rho_s g L\bar{L}_g$  で表すことができる (大気圧は無視する)。従って、マグマの破砕面においては、火道内外で  $\rho_s g L\bar{L}_g - p_f$  程度の過減圧状態が生じる。このことは、 $p_f$  が与えられている場合、破砕面が深いほど火道内外の圧力差は大きくなることを意味している。一方、火口において音速に達している場合、噴出圧力は  $p_a \bar{q}$  (ここで  $\bar{q} \geq 1$ ) であり、火道流は火口付近で過剰圧を

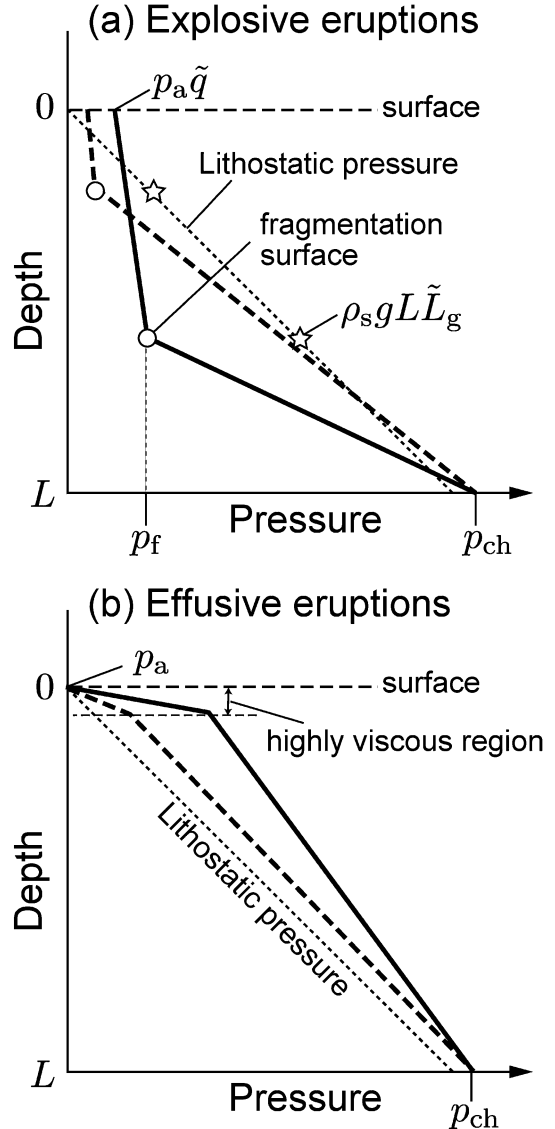


Fig. 5. Schematic illustration showing the pressure distribution in the conduit. (a) A typical pressure distribution of the conduit flow during explosive eruptions. The main effect of gas-escape during explosive eruptions is shown by a dashed curve. (b) The effects of viscosity and density change on pressure distribution during effusive eruptions. The main effect of density increase due to efficient lateral gas-escape is shown by a dashed curve.

持つ場合がある。

ここまでの考察で、式 (19) の性質が、マグマの性質や地質学的条件に加えて、マグマの破砕圧力  $\bar{p}_f$  にも強く依存していることが分かった。マグマの破砕条件について

は、気相の体積分率の臨界値 (*e.g.*, Wilson *et al.*, 1980; Proussevitch *et al.*, 1993; Koyaguchi, 2005), 気泡内部の気相圧と液相圧の差の臨界値 (*e.g.*, Zhang, 1999; Koyaguchi *et al.* 2008) など, いくつかの基準が提案されている。仮に, 気相の体積分率に基づく基準を採用すると, 気相と液相の相対運動がない場合, マグマの破碎条件はマグマの性質 (含水量と温度) と圧力の関数として表すことができる。具体的には, 気液二相マグマ中の気相の体積分率は, 式 (11) より

$$\phi = \frac{\frac{nRT}{p}}{\frac{1-n}{\rho_l} + \frac{nRT}{p}} \quad (21)$$

で与えられるので, マグマの破碎条件の気相の体積分率を  $\phi_{\text{crit}}$  とすると, その時の圧力が

$$p_t = \frac{n_t(1-\phi_{\text{crit}})\rho_l RT}{(1-n_t)\phi_{\text{crit}}} \quad (22)$$

のように求められる。ここで  $n_t$  は, 破碎条件に達した時の気相の重量分率である (厳密には,  $n_t$  も  $p_t$  の関数になるのであるが, ここでは詳細について追求しない。詳しくは, Koyaguchi (2005) を参照)。一方, 脱ガス過程など気相と液相の相対運動が存在する場合, あるいは, マグマの破碎条件が気相の体積分率だけでは決まらない場合, マグマの破碎圧力は火道流ダイナミクスに依存する。すなわち, マグマの破碎圧力と火道流ダイナミクスは相互に依存する関係となり, それが式 (19) の複雑な性質の原因となる。以下では, 特に脱ガス過程を取り上げて,  $\bar{p}_t$  と火道流ダイナミクスの関係について考察する。

### 3-2 爆発的噴火における脱ガス過程の影響

ここまで, 析出した気相は液相と相対運動をしないと仮定して議論を進めてきたが, 気相と液相は密度などの物性が著しく異なるので, 一般には両者は相対運動をする。ここでは, 液相と気相の相対運動を総称して「脱ガス過程」と呼ぶ。脱ガス過程がある場合, 1次元定常流における気相の体積分率 (脱ガスがない場合の式 (21) に相当する関係式) は, 圧力だけではなく相対速度にも依存する (Kozono and Koyaguchi, 2009)。この効果は, 少なくとも2つの意味において火道のダイナミクスに影響を与える。第一に, 気液二相マグマの平均密度が増加する。第二に, マグマの破碎条件に至る圧力が下がる。爆発的噴火においては, 第二の効果が本質的であるので, この節では, この点に焦点を絞る。本論文の最初に述べたように, 第一の要因は, 非爆発的噴火のように脱ガスが効率的に進行した状況において, マグマが負の浮力の障壁を乗り越えて地表まで到達するか否かを決める要因

として本質的役割を果たす。この点については, 次節で論じる。

脱ガス過程は, 大きく見て火道と平行方向の気液相対運動である縦方向の脱ガスと火道壁から気相が分離する横方向の脱ガスに分類される。ここでは縦方向の脱ガス過程, すなわち, 気相と液相の相対速度を考慮した1次元定常火道流モデルの性質の概要を解説する。気相と液相の相対速度を考慮した場合, 基礎方程式は, 気相, 液相それぞれの質量保存式

$$\rho_g v_g \phi = nq \quad (23)$$

$$\rho_l v_l (1-\phi) = (1-n)q, \quad (24)$$

および, 気相, 液相それぞれの運動量の保存式,

$$\rho_g v_g \phi \frac{dv_g}{dz} = -\phi \frac{dp}{dz} - \rho_g \phi g - F_{lg} \quad (25)$$

$$\rho_l v_l (1-\phi) \frac{dv_l}{dz} = -(1-\phi) \frac{dp}{dz} - \rho_l (1-\phi) g - \rho_l F_{\text{fric}} + F_{lg} \quad (26)$$

となる。ここで下付添字の  $g$  と  $l$  はそれぞれ気相と液相を表し,  $\phi$  は気相の体積分率である。これらの式で気相と液相の相対速度 ( $v_g - v_l$ ) が増加することが, 縦方向の脱ガスが進行していることを意味する。今, 脱ガスがない ( $v_g = v_l$ ) とすると, 式 (23) と式 (24) を足し合わせたものは式 (9) の時間依存項を落としたものに一致し, 式 (25) と式 (26) を足し合わせたものは式 (10) の時間依存項を落としたものに一致する。つまり, 液相と気相の相対運動の影響は, 運動量保存式の中で作用反作用の関係に基づく力学的相互作用  $F_{lg}$  によって考慮されている。ダルシー則が成り立つような浸透流では, この相互作用は

$$F_{lg} = \frac{\eta_g \phi (1-\phi)}{k} (v_g - v_l) \quad (27)$$

で与えられる (Yoshida and Koyaguchi, 1999; Kozono and Koyaguchi, 2009)。ここで,  $\eta_g$  はガスの粘性,  $k$  は浸透性を表す係数である。式 (27) は, 気液二相間の作用反作用の対称性を考慮して定義されているため, この  $k$  は通常のダルシー則で用いられている「浸透率」に  $(1-\phi)/\phi$  を掛けたものになっている。気液二相の相互作用の影響については, 式 (26) の  $\rho_l F_{\text{fric}}$  と  $F_{lg}$  の相対的重要性を表すパラメータとして

$$\varepsilon = \frac{8\eta k}{\eta_g r^2} \quad (28)$$

を導入することによって評価できる。

Kozono and Koyaguchi (2009) は、気液相対運動があるときには減圧に伴う気相の体積分率の増加が抑制され、その結果、マグマの破碎圧力  $p_f$  が「脱ガス過程がないときのマグマの破碎圧力」(式 (22) 参照; 以下、 $p_{f0}$  とする) に比べて  $v_l/v_g$  倍になることを示した。具体的には、気液相対運動があるときのマグマの破碎圧力  $p_f$  は、

$$p_f \sim \left\{ \frac{1}{\frac{\varepsilon}{1-\phi_{\text{crit}}} + 1} \right\} \times \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \frac{1-n_f}{(1-\phi_{\text{crit}})^2} \left( \frac{1-\phi_{\text{crit}}}{\varepsilon} + 1 \right) \bar{\eta} \bar{q}} \right\} p_{f0} \quad (29)$$

のように近似できる。この関係式は、見かけは複雑であるが、背景にある物理メカニズムは明解である。縦方向の脱ガスの主要なメカニズムは、液相に対する、気相によって引き釣り上げる上向きの力 ( $F_{lg}$ ) と火道壁による摩擦 ( $\rho_l F_{\text{fric}}$ ) および重力 ( $\rho_l g$ ) による下向きの力のバランスで決まっている。 $F_{lg}$  と  $F_{\text{fric}}$  が、ともに流量の減少とともに小さくなる力であるのに対して、重力の影響は流量の変化に依らず一定である。流量が比較的大きく、かつ、粘性が高い状態では  $F_{lg}$  と  $\rho_l F_{\text{fric}}$  のバランスが脱ガス過程を支配する、一方、流量が小さく粘性が低い状態では、気液相互作用力  $F_{lg}$  と重力  $\rho_l g$  のバランス (式 (29) 中  $\bar{\eta} \bar{q}/\varepsilon$ ) において重力の効果が卓越することによって縦方向の脱ガスが進行する。式 (29) の最初の中括弧は、 $F_{lg}$  に対して  $F_{\text{fric}}$  が卓越すると ( $\varepsilon$  の値が増加すると) 脱ガスが進行し、破碎圧力が低下する効果を示す (Fig. 6a において曲線全体が下がる効果)。2 番目の中括弧は、流量  $\bar{q}$  の減少とともに、液体に対する重力の影響が卓越して ( $\bar{\eta} \bar{q}/\varepsilon$  および  $\bar{\eta} \bar{q}$  の値が減少して)、脱ガスが進行し、破碎圧力が低下する効果を示している (Fig. 6a において低流量部の値が下がる効果)。

次に、脱ガス過程によって  $p_f$  が減少することが、マグマ溜りの圧力と噴出率の関係に及ぼす影響について考える。この問題についても、先に用いた図学的解析法によって定性的理解が可能である。 $p_f$  の減少がもたらす最も重要な影響は、噴霧流領域が短くなることである (Fig. 6b)。気泡流曲線を固定したまま、噴霧流領域が短くなった場合、気泡流曲線と噴霧流曲線の距離が 1 となる  $\bar{q}$  の値は減少する (Fig. 6b 中 A から B の変化)。また、噴霧流領域の最大長さ  $\tilde{L}_{sc}$   $\ln \bar{p}_f$  の値が小さくなることは、マグマ溜りの圧力が減少した場合に、マグマ溜りの圧力 (気泡流曲線の最大高さ  $\tilde{p}_{ch}$ ) が高い状態で、噴出率  $\bar{q}$  が急減することを意味する (Fig. 6b 中 B から C の変化および

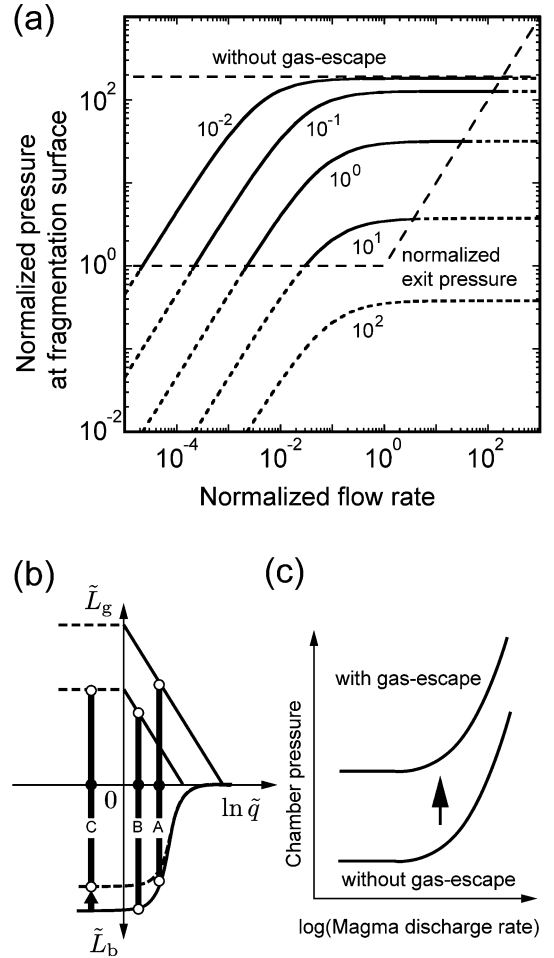


Fig. 6. The effects of vertical gas-escape on conduit flow dynamics during explosive eruptions. (a) Normalized pressure at the fragmentation surface ( $\bar{p}_f$ ) as a function of normalized mass flow rate ( $\bar{q}$ ) for various values of  $\varepsilon$  ranging from  $10^{-2}$  to  $10^2$ . Note that  $\bar{p}_f$  must be greater than the exit pressure during the explosive eruptions (*i.e.*, the part of solid curves). The value of  $\bar{p}_f$  for the case without gas-escape is also shown by a dashed line. (b) Schematic illustration showing how the mass flow rate decreases as  $\bar{p}_f$  decreases owing to the gas-escape (A to B) and as  $\tilde{p}_{ch}$  decreases (B to C). (c) Schematic illustration showing how the  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship changes when the effect of gas escape becomes significant.

Fig. 6c 参照)。また、 $p_f$  の減少とともに、噴霧流領域が短くなり、流量が減少することに対応して、火道内の圧力分布は、全体として静岩圧に近づくことになる (Fig. 5a 中の破線)。なお、式 (29) は、 $p_f$  に対する気泡流領域に

おける縦方向脱ガスの影響に限った関係式であるが、噴霧流領域における気相と液相の相対速度や横方向の脱ガスの効果が加わった場合、噴霧流領域が短くなるという効果がさらに強くなる。

ここで、マグマ溜りの圧力  $\bar{p}_{ch}$  の低下に伴う  $\bar{q}$  の低下と、破碎圧力  $\bar{p}_f$  の低下に伴う  $\bar{q}$  の低下では、マグマの破碎面の深さの変化が逆方向になることに注意されたい。脱ガスがなく  $\bar{p}_f$  が固定されている場合、流量  $\bar{q}$  が小さいほどマグマの破碎面は深くなる。すなわち、破碎面の降下は、必然的に噴出率の減少を伴うことになる (Fig. 3)。一方、 $\bar{p}_f$  の低下が起こった場合、流量の減少とともに破碎面が浅くなる。逆に、何らかのメカニズムで  $\varepsilon$  の値が小さくなると噴霧流の長さが伸び、その結果、破碎面が降下しつつ、噴出率が増加する (Fig. 6b 中 B から A の変化)。これらのことは、マグマ溜りの圧力、マグマの噴出率、破碎面の深さなどの巨視的観測量の組み合わせから、マグマの破碎条件や脱ガス過程などの物理素過程について知見を得ることが原理的に可能であることを示唆している。

### 3-3 非爆発的噴火における脱ガス作用の影響

爆発的噴火においては、脱ガス過程が、マグマの破碎圧力  $\bar{p}_f$  というパラメータを通じて、火道流のダイナミクスに影響を与えることを見た。一方、非爆発的噴火においては、Fig. 6a において、 $\bar{p}_f$  の値が 1 以下になり、噴霧流領域の長さがゼロになる。このとき、式 (13) は

$$\bar{q} = \frac{\bar{p}_{ch} - 1}{\bar{\eta}} \quad (30)$$

となる (類似した関係式として、例えば、Stasiuk *et al.* (1993) を参照)。今、周囲の岩石の平均密度  $\rho_s$  が液体マグマの密度  $\rho_l$  に等しいとすると、右辺の  $(\bar{p}_{ch} - 1)$  はマグマ溜りの過剰圧を表す。従って、一見すると、この式は、マグマの流量  $\bar{q}$  とマグマ溜りの過剰圧  $(\bar{p}_{ch} - 1)$  が単純な比例関係を持つことを表しているように見える (式 (5) 参照)。第 2 章で見たように、 $\bar{q}$  と  $(\bar{p}_{ch} - 1)$  が比例関係を持つ場合、式 (1) と連立させることによって、 $\bar{q}$  と  $(\bar{p}_{ch} - 1)$  が指数関数的に減衰するという解が導かれる (式 (8) 参照)。しかしながら、実際には火道上昇中に、 $\bar{p}_{ch}$  に含まれるマグマの密度や  $\bar{\eta}$  に含まれるマグマの粘性が変化することによって、 $\bar{q}$  と  $\bar{p}_{ch}$  の関係は非常に複雑な挙動を示す。

式 (30) の複雑な挙動を生み出す第一の要因は、マグマの密度変化である。本論文では、これまでパラメータの定義式 (式 (15) や式 (18)) において、気泡流の平均密度として液体の密度 ( $\rho_l$ ) を用いる粗い近似を用いてきた。同様な近似は、Stasiuk *et al.* (1993) による非爆発的噴火

の解析でも採用されている。しかしながら、非爆発的噴火のダイナミクスにおいては、気泡流の密度が脱ガスの程度に応じて変化することが本質的な役割を果たすため、この近似を用いることはできない。爆発的噴火においては、解の大局的性質が噴霧流領域の長さ ( $\bar{L}_{sc} \ln(\bar{p}_f/\bar{q})$ ) に支配されるので、気泡流領域の密度変化の影響は、(定量的には無視できないが) 定性的には二次的要因であった。一方、噴霧流領域の長さがゼロに固定されている非爆発的噴火では、気泡流領域の密度が液体の密度  $\rho_l$  からずれて気泡流曲線の形状が変化することが、解の定性的振る舞いの支配要因として前面に現れる。

火道内のマグマの密度分布は、縦方向の脱ガスのみを考えた場合、定常火道流の力のバランス ( $F_{fric}$ ,  $F_{lg}$ ,  $g$  の大小関係) から推定することができる (Kozono and Koyaguchi, 2010)。具体的には、式 (29) 同様、 $F_{lg}$  に対して  $F_{fric}$  が卓越する効果を表すパラメータ  $\varepsilon$  と流量の減少とともに液体への重力の影響が卓越する効果を表すパラメータ  $\varepsilon/(\bar{\eta}\bar{q})$  を用いて

$$1 - \frac{\rho_l n R T (1 - \phi)}{(1 - n) p \phi} + \frac{\varepsilon}{1 - \phi} + \frac{1 - \phi}{1 - n} \frac{\varepsilon}{\bar{\eta} \bar{q}} = 0 \quad (31)$$

という関係が得られるので、この関係から気相の体積分率  $\phi$  が圧力  $p$  の関数として求まり、気泡流の密度 ( $\rho \sim (1 - \phi) \rho_l$ ) を推定することが可能になる。式 (31) が意味することは、粘性が大きい状態では、 $F_{lg}$  に対して  $F_{fric}$  が卓越するため、火道壁との粘性抵抗で液体の上昇が妨げられ、その結果、 $v_g - v_l$  が増加して脱ガスが進行すること、一方、流量が小さい状況では火道壁の粘性抵抗の影響は小さいが、気液相互作用力に対して液体への重力の影響が卓越する効果で  $v_g - v_l$  が増加して脱ガスが進行するということである。

式 (30) の複雑な挙動を生み出す第二の要因は、マグマの粘性変化である。液相固相気相が混合したマグマの粘性は、メルトの粘性、結晶や気泡の体積分率、さらにこれらの相の幾何学的構造に依存して変化する (Marsh, 1981; Hess and Dingwell, 1996; Costa, 2005)。中でも重要なのが、結晶の体積分率である。結晶の体積分率が或る閾値 (0.5-0.6) を超えると、結晶同士が接触し変形を妨げるようになるため、混合物の粘性が数桁以上増加する (Marsh, 1981; Costa, 2005)。マグマ上昇に伴って圧力が減少すると、マグマから気相が析出し、メルト中の含水量が減少する。そのためメルトの粘性が増加するとともに (Hess and Dingwell, 1996)、リキダスが上昇し結晶化が進行する。その結果、非爆発的噴火において地表付近まで上昇し圧力が大気圧近くまで下ったマグマの粘性は、 $10^{10}$  Pa s 以上の高粘性になる可能性がある。このような

深さ方向の粘性変化のため、非爆発的噴火における火道流の粘性抵抗の大部分は高粘性状態になった浅部が受け持つ状態になる。高粘性領域は、固体に近い振る舞いをするので、粘性流体というよりは、火道壁に対して摩擦則に従うプラグに近似される可能性がある。その場合でも、火道流の摩擦抵抗が浅部に集中しているという事実には変わりがない。式 (31) は、非爆発的噴火における火道中のマグマの粘性変化がマグマの密度変化と密接に関連していることを示唆している。火道浅部でマグマが高粘性になるという事実は、この領域で  $F_{ig}$  に対して  $F_{fric}$  が卓越し、効果的に脱ガスが進行することを意味する。

火道浅部でマグマが高粘性になるという事実は、非爆発的噴火における火道内の圧力分布にも影響を与える。定常状態で流出している火道流は、高粘性高密度になる浅部で急な圧力勾配をもち、深部では相対的に緩やかな圧力勾配をもつ (Fig. 5b)。その結果、粘性が急増する深さ付近で、静岩圧よりも高い圧力をもつことが予想される (Sparks, 1997; Kozono and Koyaguchi, 2012)。このような圧力分布をもつ流れが地表とマグマ溜りの境界条件を満たすためには、マグマ溜りが十分な過剰圧をもつか、あるいは、深部において気相を含むマグマが周囲の岩石より低密度になっている必要がある。

火道浅部の粘性抵抗によって火道内部の圧力が火道外の圧力より高くなった場合、その圧力差に駆動されて横方向の脱ガスが進行する可能性がある (Jaupart and Allègre, 1991; Woods and Koyaguchi, 1994)。横方向の脱ガスと縦方向の脱ガスは、単に流れの方向が異なるだけではなく、気相の流れを駆動するメカニズムが全く異なるので、効率良く脱ガスが進行する条件が異なる。横方向の脱ガスの駆動力は火道内部と火道外の圧力差であるので、その差が小さい地表の極近傍では、横方向の脱ガスの効果が必然的に小さくなる。一方、出口近傍における液体マグマに対する粘性抵抗の急増は、式 (31) において  $\varepsilon$  の値が上昇することによる効率的な縦方向脱ガスを引き起こす。すなわち、縦方向の脱ガスは、溶岩ドームの空隙率の減少過程 (圧密過程) において本質的な役割を果たしている。一方、横方向の脱ガス過程は、火道深部で効率良く進行することから、火道全体のマグマの密度・圧力分布 (Fig. 5b 破線) やダイナミクスに影響を与える (Kozono and Koyaguchi, 2012)。横方向の脱ガスについては、火道内外の浸透率などの不確定な要因に依存するため、式 (31) のような火道内の空隙率  $\phi$  や密度を推定する関係式が見出されていない。ただし火道流の流量が小さくなると、全体の上昇流量に対する脱ガスの流量が相対的に増加するという点については、縦方向の脱ガスと同

様の傾向をもつ。

非爆発的噴火におけるマグマ溜りの圧力と噴出率の関係を理解するためには、以上の結晶化による粘性変化、脱ガス作用による密度変化を考慮した上で、式 (30) の中の  $\bar{\eta}$  や  $\bar{\rho}_{ch}$  を評価する必要がある。その際留意すべきことは、非爆発的噴火の火道流においては、「噴出率が増加するほど流れを駆動するのに必要なマグマ溜りの圧力が減少する」という負性抵抗をもつ場合があるということである。この負性抵抗は、主に、火道内の粘性変化と密度変化が正のフィードバック作用をもつことに由来する (Fig. 7)。先にも述べたように、マグマの粘性は結晶量とともに高くなる。結晶の成長には時間遅れがあるため、噴出率が増加するほど結晶化が間に合わなくなり、その結果、粘性が下がり、さらに噴出率が増加するという正のフィードバックが働く (Fig. 7a; Barmin *et al.* 2002; Melnik and Sparks, 2005; Nakanishi and Koyaguchi, 2008)。同様に、噴出率が増加すると脱ガスの程度が下がり、その結果、火道内の密度が減少し、さらに噴出率が増加するという正のフィードバックが働く (Fig. 7b; Kozono and Koyaguchi, 2012)。一般に、このような正のフィードバックが働く負性抵抗領域の流れは不安定であり、その不安定性が、マグマ溜りの圧力と噴出率の周期的変動など、マグマ供給・噴出系の複雑な挙動の原因となることが知られている。

Kozono and Koyaguchi (2012) は、上に述べた負性抵抗の原因となるフィードバックメカニズムを明らかにするために、結晶化のカイネティクスを考慮に入れた火道流モデルを用いたパラメータスタディを行った (Fig. 8)。具体的には、脱ガスがない条件 (Fig. 8 中破線 NGE)、効率的な脱ガスが起こり気相がない条件 (Fig. 8 中破線 EGE)、縦方向の脱ガスのみある条件 (Fig. 8 中破線 NLGE) について、非爆発的噴火定常解の噴出率とマグマ溜り圧力の関係を計算した上で、縦方向と横方向の脱ガスがある場合に、その関係がどのように変化するか、幅広いパラメータ範囲で系統的に調べた。その結果、典型的なマグマの粘性の範囲では、密度変化によるフィードバックが支配的になり (Fig. 8a 中実線)、さらに、縦方向脱ガスだけの条件では、このフィードバックのため低噴出率領域の広範囲にわたって負性抵抗を持つことが示された (Fig. 8a 中破線 NLGE)。一方、もともと結晶量が多く非常に粘性が高いか、あるいは、地下深部で横方向の脱ガス作用が効率的に起こっている場合には、低噴出率領域でマグマ溜りの圧力増加とともに噴出率が増加する安定領域が形成され (Fig. 8b 中破線 EGE)、中間的噴出率領域で粘性変化あるいは密度変化のフィードバックによる負性抵抗をもつことが示された。このことは、

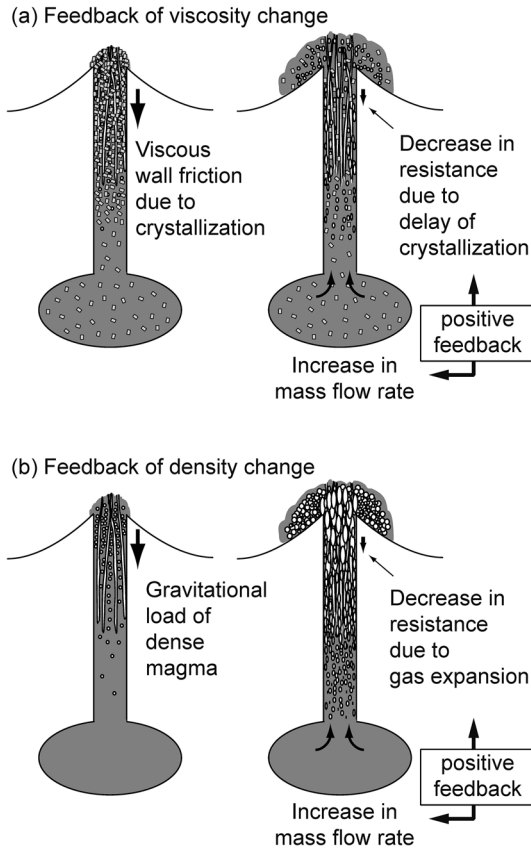


Fig. 7. Two positive feedback mechanisms causing negative differential resistance in the conduit flows during effusive eruptions. (a) Feedback of viscosity change due to delay of crystallization. (b) Feedback of density change due to gas-escape.

結晶量が多く粘性が非常に高いマグマが噴出した場合、あるいは、地下深部で横方向の脱ガス作用が効率的に起こった場合に、定常的に溶岩ドームを成長させる噴火になる傾向が強くなることを示唆している。なお、実際の噴火においては、火道流とマグマ溜りの物理過程の相互作用によって、噴出率とマグマ溜りの圧力が時間とともに変化する。火道流ダイナミクスとマグマ溜りの圧力の時間発展方程式(式(1))を組み合わせたときのマグマ供給・噴出系の振る舞いについては、後の章で再び触れる。

### 3-4 火道の変形の影響

ここまで、径を固定した火道流モデルに基づいて、マグマ溜りの圧力と噴出率の関係に対する気相の析出と脱ガス過程の影響について考察した。径を固定した火道流モデルの定常解によると、一般に、流れによって生じる火道内の圧力は、周囲の岩石の静岩圧と異なる値をもつ

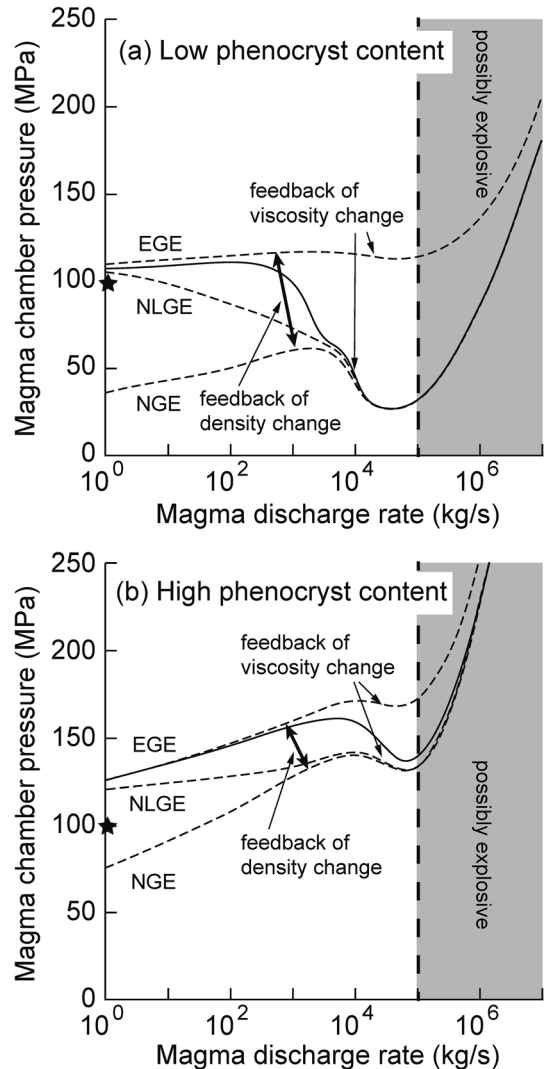


Fig. 8. Schematic illustration of the steady  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship for effusive eruptions. Typical features of  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationship for magmas with low phenocryst content (less than 40 vol.%) (a) and high phenocryst content (about 60 vol.%) (b). Dashed curves show the relationships for some extreme cases. EGE: the case of “efficient gas-escape”. NLGE: the case of “no lateral gas-escape”. NGE: the case of “no gas-escape”. Solid curves show typical relationships where both the vertical and lateral gas-escapes are taken into account. These curves are rough sketches based on the numerical results in Kozono and Koyaguchi (2012). Stars on the vertical axes in (a) and (b) indicate the static pressure of liquid magma (i.e.,  $\rho_l g L$ ).

(Fig. 5). 火道の内部と外部に圧力差がある場合、周囲の岩石の変形によって火道の断面積が変化する可能性がある。周囲の岩石の変形の影響は、ダイクのように火道断面が楕円形の場合に特に著しくなる。火道断面積が変化すると、それが火道内の流れの性質にフィードバックする。このような火道流ダイナミクスと火道の変形の相互作用の問題については、「弾性変形する楕円形断面の火道流モデル」が提案されている (Woods *et al.*, 2006; Costa *et al.*, 2007; Costa *et al.*, 2009)。これまでに報告されている結果によると、火道の一部が楕円形断面をもつダイク状になるだけで、定常的なマグマの供給に対して時間変動する流れが生じるなど、流れの性質が定性的に変化する。これらのモデルについては私自身が未だ十分理解していないので、ここでは詳細な論評は避け、圧力差によって断面積が変化する管の流れに関する一般的事項を紹介するに留める。

今、断面積が火道内の圧力  $p$  と火道外の圧力  $p_{\text{out}}$  の差の関数として

$$A = A(p - p_{\text{out}}) \quad (32)$$

のように与えられているものとする。簡単のため、非圧縮性流体の 1 次元流を考えると、質量保存式が

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Av}{\partial z} = 0 \quad (33)$$

のように与えられる。この式は、密度が圧力の関数として与えられる圧縮性流体の質量保存式 (式 (9)) と類似している。このような数理的性質がある場合、圧縮性流体における音波と同様に、

$$c = \sqrt{\frac{A}{\rho} \frac{dp}{dA}} \quad (34)$$

という位相速度で伝播する波が存在し、その波が管の流れの性質に大きな影響を与えることが知られている (Shapiro, 1977)。火道流に対してこの考え方を応用したモデル (Woods *et al.*, 2006; Costa *et al.*, 2007; Costa *et al.*, 2009) では、式 (32) の  $A$  として、或るアスペクト比をもつ楕円形断面のダイク状火道を与えたときの周囲の岩石の弾性変形に関する解析解を与えることによって、管の変形の影響を表現している。気液二相マグマにおいて音波と流れの相互作用が重要な役割を果たしているという事実から、 $A$  の詳細に関わらず、火道の変形に伴う波と流れの相互作用が火道のダイナミクスに本質的な影響を与えることが容易に推察される。一方、ダイクによるマグマの上昇を式 (32) という形でのみ考慮することについては議論の余地が残る。

ダイクによるマグマの上昇については、これまで、マグマに満たされた開口亀裂の進展の問題として多くの研究がなされてきた (*e.g.*, Lister and Kerr, 1991; Gonnermann and Taisne, 2015)。以下では、本論文の主要テーマに関わる「マグマが負の浮力の障壁をどの程度乗り越えるのか」という問題に絞って、マグマに満たされた開口亀裂によるマグマ上昇の性質を整理し、式 (32) に基づく弾性変形する楕円形断面の火道流モデルの考え方と比較する。

マグマに満たされた開口亀裂の重要な特徴は、ダイク内のマグマと周囲の岩石の圧力差に応じて、幅が変化すると同時に、亀裂が進展・縮退することである。水平方向に亀裂が進展・縮退した場合、ダイクの水平断面積はマグマの圧力変化とともに大きく変化する。本論文の最初にも述べたように、仮に周囲の岩石が流体のように自由自在に変形できる場合、マグマの運動は、各深さにおける周囲の岩石との密度差に比例した局所的浮力に強く支配される。今、浮力で上昇してきたダイクが密度中立レベルを超えて低密度岩石中に貫入した場合、周囲の岩石に対するダイク内の過剰圧は密度中立レベルで最大になり、マグマはそのレベルで水平方向に貫入する。この水平方向の貫入に伴う「変形」が、マグマが負の浮力の障壁を乗り越えて上昇する上での制約となる。この場合、ダイクの最高到達点が密度中立レベルをどの程度超えるか (オーバーシュートするか) は、周囲の岩石の弾性変形に伴う力と負の浮力のバランスで決まる。今、周囲の岩石より  $\Delta\rho$  だけ高密度のマグマが、幅  $w$  をもつダイクとして密度中立レベルを超え、高さ  $h_{\text{os}}$  だけオーバーシュートしたとすると、それに伴う弾性力は岩石の剛性率  $\mu$  を用いて  $\mu w h_{\text{os}}$  で見積もられ、負の浮力は  $\Delta\rho g h_{\text{os}}$  で見積られる。従って、オーバーシュートの高さは、

$$h_{\text{os}} \sim \sqrt{\frac{\mu w}{\Delta\rho g}} \quad (35)$$

で見積られる。仮に、密度差が  $10^2 \text{ kg/m}^3$  のオーダー、岩石の剛性率が  $10^{10} \text{ Pa}$  のオーダーであるとする、ダイクが密度中立レベルで 1 m 押し広げられることによって、マグマが数 km の距離 (マグマ溜りから地表までの距離の数割程度に及ぶ距離) オーバーシュートすることになる。さらに、もしオーバーシュートによって到達した深さでマグマの発泡による密度低下が起これば、マグマ溜り直上の負の浮力の障壁を乗り越えてマグマが地表に達する可能性が生まれる。

さて、上に述べた弾性変形する楕円形断面の火道流モデルとマグマに満たされた開口亀裂モデルは、いずれもダイク中のマグマの上昇を念頭においたモデルではあるが、両者の物理的背景の間には大きな隔りがある。「弾

性変形する楕円形断面の火道流モデル」は、式 (32) の  $A$  として弾性変形に基づく断面積変化を考慮しているが、水平方向の亀裂進展やダイク幅の鉛直方向の変化の影響を陽に考慮していない。一方、マグマに満たされた開口亀裂モデルに従うと、密度中立レベルで水平方向に亀裂進展するダイクをどの程度の幅まで押し広げるのか、さらに、密度中立レベルでダイクを押し広げる影響が岩石の剛性によって鉛直方向にどの程度及ぶのかが、負の浮力の障害を乗り越える上で本質的役割を果たすことになる。

私は、この隔たりが、いずれかのモデルが正しい、あるいは、間違っているのかを判定する問題としてではなく、本論文で採用した剛体的火道モデルを含めて、火道の形成・発達段階に応じていずれのモデルが良い近似となっているのかを理解してゆく問題として解決されるものと予想している。一般に、ダイクを通るマグマの流れにおいて結晶化や侵食によって幅の擾乱が生じた場合、幅が広い部分に流れが集中し、その結果、円筒状の流れに移行する傾向がある (e.g., Bruce and Huppert, 1990)。移行する過程で亀裂先端の応力集中が緩和される状況になれば、変形する楕円形断面の火道流モデルは良い近似になる可能性がある。さらに、ひとつは円筒状の火道が形成されると、火道壁は圧力差による圧縮に対して大きな強度をもつため、剛体的な火道に近い挙動をする可能性もある。火道の形成・発達段階においては、火道やダイク中のマグマの冷却・結晶化や火道壁の侵食に加え、高温になった周辺岩石の粘性流動に伴う火道の変形 (Ida, 1996; Maeda, 2000) も重要な影響を与えるかもしれない。私自身がこの問題の全貌を把握していないので、これ以上の論評は避けたいが、これらの物理素過程を考慮した上で火道の形成・発達の問題を理解してゆくことが今後の重要課題であることは疑いない。

### 3-5 火道流モデルのまとめ

第 2-2 節で示したマグマ供給・噴出系のリファレンスモデルにおいては、火道流モデルとして噴出率がマグマ溜りの過剰圧に比例する単純なモデル (式 (5)) を仮定した。本章では、1 次元定常火道流モデルに基づいて、マグマ溜りの圧力と噴出率の一般の関係について考察した。

マグマ溜りの圧力と噴出率の一般の関係、およびそのマグマ物性や地質学的条件に対する依存性を理解することとは、式 (19) の関数  $f$  について、そのパラメータ依存性を理解することに他ならない。例えば、気泡流領域の縦方向の脱ガスの効果を考慮する際には  $\epsilon$  という新たなパラメータを追加し、他の効果を考慮する際には、それぞれ対応するパラメータを追加し、

$$\bar{q} = f(\bar{p}_{ch}; \bar{\eta}, \bar{L}_{sc}, \bar{p}_f, \epsilon, \dots) \quad (36)$$

というようにパラメータを追加した条件で、関数  $f$  の性質を吟味すればよい。

本章の議論によって、関数  $f$  の性質が、爆発的噴火、非爆発的噴火によって大きく変わることが示された。爆発的噴火における関数  $f$  の性質は、 $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_f$  の値が 1 を超えるか否かによって大きく変わる。このことは、爆発的噴火のダイナミクスが、マグマの破碎圧力  $\bar{p}_f$  を決める物理素過程 (マグマの破碎メカニズムや気泡流における脱ガス過程など) に強く依存することを示している。また、非爆発的噴火においては、マグマの結晶化に伴う粘性変化や縦方向・横方向の脱ガス過程に伴うマグマの密度変化が  $f$  の多様な性質をもたらすことが示された。

関数  $f$  の性質の物理的背景については、気相と液相の相互作用力、マグマと火道壁の摩擦力、液体マグマに対する重力という 3 つの力のバランスがどのように変化するかを知ることによって理解することができる。火道流の著しい性質は、上に挙げた力のバランスが変化する際に、正のフィードバックが重要な役割を果たすことである。この正のフィードバックは、具体的には、式 (36) において  $\bar{p}_{ch}$  の減少とともに  $\bar{q}$  が増加する「負性抵抗」という形で出現する。負性抵抗を持つ流れは不安定であるため、結果として、力のバランスが異なる (従って噴出率が全く異なる) 流れのレジーム間の遷移や噴出率の周期的変動などの複雑な挙動を生み出す。火道流ダイナミクスについては、負性抵抗に因る複雑な挙動の問題に加え、火道の変形が  $f$  に及ぼす影響など、多くの未解決課題が残っている。

さて、実際に観測されるマグマ供給・噴出系モデルの振る舞いを理解するためには、本章で議論された火道流ダイナミクスの課題を解決するだけでは不十分である。なぜなら、レジーム間の遷移を含むマグマ供給・噴出系モデルの動的挙動は、式 (36) (あるいは、それを非定常流に拡張した式) とマグマ溜りの時間発展式 (式 (1)) のカップリングによって決まるからである。次章では、火道流ダイナミクスの課題についてはひとまず置いて、式 (1) に基づいて、マグマ溜りの物理過程がマグマ供給・噴出系モデルの性質に与える影響について考察する。

## 4. マグマ溜りの物理過程

式 (1) は、噴火期間中・休止期間中のマグマの供給・噴出率とマグマ溜りの圧力変化の関係を記述する式である。式 (1) を見ると、噴出率がゼロの状態でもマグマ溜りにマグマが供給されると、マグマ溜りの過剰圧が大きくなる。過剰圧が閾値を超えるとマグマ溜りからマグマが



流出し噴火に至る。その結果、過剰圧が緩和され、火山噴火は終息に向かう。マグマ溜りの圧力が静岩圧に比べて著しく小さくなった場合には、マグマ溜りの壁や天井が崩落してカルデラ形成に至る可能性がある。これらの過程についてはこれまでに様々な観点から多くの研究があるが、本論文では、それらを3つの問題に分けて整理する。第一の問題は、火山噴火におけるマグマの噴出量とマグマ溜りの圧力変化の関係の問題である。この問題では、式(1)を噴火期間について積分した関係式(式(4))の物理的背景について考察する。第二の問題では、マグマの噴火の開始・終息条件あるいはカルデラの形成条件について、主にマグマ溜りの力学的安定性に基づいて考察する。この問題は、第一の問題における、噴火の前後での圧力差に制約条件を与える。最後に、第三の問題として、噴火の休止期間におけるマグマ溜りの物理過程が第一、第二の問題に与える影響について整理する。

#### 4-1 マグマ溜りの圧力変化と噴出量の関係の支配要因

マグマ溜りの圧力変化と噴出量の関係を与えるモデルとしては、マグマ溜りの過剰圧が閾値を超えると噴火が始まり過剰圧が緩和されると噴火が終息するという仮定のもとに一回の噴火のマグマの噴出量を推定するモデル(Blake, 1981, 1984; Tait *et al.*, 1989; Bower and Woods, 1997), および、マグマ溜りの過剰圧が閾値を超えると噴火が始まり圧力が静岩圧以下のある閾値を下回るとカルデラが発生するという仮定のもとにカルデラ発生に至るまでのマグマの噴出量を推定するモデル(Druitt and Sparks, 1984; Marti *et al.*, 2000; Roche and Druitt, 2001)が提唱されている。これらの研究で強調されていることは、式(4)中の実効圧縮率 $\beta$ の重要性である。ここでは、この問題に焦点を当てる。

実効圧縮率 $\beta$ は、以下のように導出される。今、密度 $\rho_{ch}$ のマグマが体積 $V_{ch}$ のマグマ溜りから体積 $V_E$ 流出したとき、マグマの流出質量 $M$ は

$$M = \rho_{ch} V_E = \delta(\rho_{ch} V_{ch}) = \rho_{ch} \delta V_{ch} + V_{ch} \delta \rho_{ch} \quad (37)$$

となる。最右辺の第1項は、マグマの流出に伴う圧力変化によってマグマ溜りの体積が変化する効果を表し、第2項はマグマがそれ自身の圧縮性によって膨張収縮する効果を表している。マグマ溜りの体積変化 $\delta V_{ch}$ は、地殻変動のデータから見積もられる体積変化量 $V_G$ と等置することができ、圧力源のモーメント量 $V_{ch} \delta p$ と

$$\delta V_{ch} = V_G \equiv \kappa_s V_{ch} \delta p \quad (38)$$

のように関係づけられる。ここで $\kappa_s$ は、周囲の岩石の圧縮率であり、岩石の弾性的性質とマグマ溜りの形状に依存する量である。例えば、茂木モデルなどの球形のマグ

マ溜りに対しては岩石の剛性率 $\mu$ を用いて、 $\kappa_s = 3(4\mu)$ で表すことができる。一方、マグマ溜り中のマグマの圧縮率を $\kappa_m$ とすると

$$\kappa_m = \frac{1}{\rho_{ch}} \frac{d\rho_{ch}}{dp} \quad (39)$$

である。式(38)および(39)を式(37)に代入することにより

$$M = (\kappa_m + \kappa_s) \rho_{ch} V_{ch} \delta p \quad (40)$$

が得られ、この式を式(4)と比較することによって、実効圧縮率が

$$\beta = \kappa_m + \kappa_s \quad (41)$$

与えられることが分かる。

この実効圧縮率 $\beta$ の性質を決めているのは、気液二相マグマの圧縮率 $\kappa_m$ である。 $\kappa_m$ については、式(11)を圧力で微分することによって

$$\kappa_m = \frac{\frac{1-n}{\rho_l} \kappa_1 + \frac{nRT}{\beta^2}}{\frac{1-n}{\rho_l} + \frac{nRT}{\beta}} \quad (42)$$

と得られる。ここで $\kappa_1$ はメルトの圧縮率である。なお、ここでは簡単のため圧力の微小変化に伴う気相の析出については無視し、 $n$ を一定として微分を行う近似を採用した。式(42)から、 $\kappa_m$ の値が、気相の量や圧力に依存して大きく変化すること、および、岩石の圧縮率よりも大きな値をもつことが分かる。 $\kappa_m \gg \kappa_s$ の場合、 $\beta \approx \kappa_m$ という近似が適用できる(e.g., Druitt and Sparks, 1984)。

以上の議論から、マグマの噴出量は、マグマ溜りの中で気相や圧力がどのように分布し、 $\kappa_m$ がどのような値になるかということに強く依存することが分かる。これまでのマグマの噴出量の見積もりに関連するモデル研究では、マグマの結晶化に伴う気相析出(Tait *et al.*, 1989; Bower and Woods, 1997)、マグマ溜り内の揮発成分量・気相量の成層構造(Blake, 1984; Druitt and Sparks, 1984; Bower and Woods, 1997)、マグマ溜りの形状の違いによる圧力分布の違い(Bower and Woods, 1997; Marti *et al.*, 2000)などの効果が $\kappa_m$ に大きな変化をもたらし、それが噴火の終息あるいはカルデラ形成までのマグマの噴出量の見積もりにもどのような影響を与えるかが論じられてきた。さらに、Huppert and Woods (2002) や Woods and Huppert (2003) は、式(1)を式(5)のような単純な火道流モデルと連立させることによって、マグマの冷却に伴う結晶化や高温マグマの流入に伴う気相の析出によってマグマの圧縮性が変化することが、マグマの噴出率や噴火

の継続時間に影響することについて論じた。個々の研究成果の詳細については原論文を参照してもらうこととして、以下では、マグマの噴出量の見積もりに関連する研究の中にみられる混乱（あるいは誤解）について2つほど指摘しておく。

第一の混乱は、「マグマ溜り中に元々あったマグマのうちの噴出したマグマの割合」として、Druitt and Sparks (1984) および Roche and Druitt (2001) が

$$F = \phi + \kappa \delta p, \quad (43)$$

あるいは、この式に気相の析出の効果を加えた式を用いていることである。ここで $\phi$ はマグマ溜り中の気相の体積分率である。なお、原論文では圧縮率の代わりに逆数の体積弾性率を用いた表記を用いている。一方、他の多くの論文では、「マグマ溜り中に元々あったマグマのうちの噴出したマグマの割合」として、式(4)と(37)とから導かれる $V_E/V_{ch}$ （あるいは $M/(\rho_{ch}V_{ch})$ ）を用いている。式(43)右辺の物理的意味は不明であるが、明らかに $V_E/V_{ch}$ とは異なる内容をもつ。これらの論文の結論を比較する際には、「噴出マグマの割合」の定義の違いについて注意を要する。

第二の混乱は、地殻変動の観測結果からマグマ溜りの体積変化量 $V_G$ を求める研究において、 $V_G$ の値をそのまま噴出体積の推定値 $V_E$ とする文献が散見されることである。この考え方は、マグマが非圧縮性をもつ( $\kappa_m=0$ )と仮定することと等価であり、上に述べた、マグマ溜りの実効圧縮率がマグマの圧縮率で近似される( $\beta \approx \kappa_m \gg \kappa_s$ )という事実とは相容れない。一方で、最近では、 $V_G$ と $V_E$ の違いが認識されつつあるのも事実である。例えば、地殻変動と噴出量の観測によって $V_G$ と $V_E$ を独立に決定し、マグマ溜りの実効圧縮率に関する情報を得る試みもなされている(Mastin *et al.*, 2008; Anderson and Segall, 2013; Kozono *et al.*, 2013)。この点については後の章で再度触れる。

以上のように、マグマ溜りの圧力変化と噴出量の関係を表す式(4)の性質そのものは、(上に述べた混乱さえ回避すれば)比較的単純である。マグマ供給・噴出系モデルにおけるマグマ溜りの物理過程の問題の難しさは、先に述べたようにマグマ溜りの実効圧縮率 $\beta$ （あるいは $\kappa_m$ ）がマグマの性質や温度圧力条件などに依存して大きく変化するという事実に加え、式(4)に含まれる $\delta p$ 、 $V_{ch}$ などのパラメータの値を特定することが難しいことに起因する。 $\delta p$ は噴火の開始・終息条件によって決まる量であり、体積 $V_{ch}$ は休止期間を含めた火山の長期的進化の中で決まる量であるが、いずれも多くの不確定要素を含んでいる。以下では、マグマの力学的安定性をはじめ

とする噴火の開始・終息条件の要因を整理した後、マグマ溜りの実効圧縮率、マグマ溜りの体積、マグマの力学的安定性に関わるパラメータが、休止期間の物理過程によってどのように決まってゆくのかについて概観する。

#### 4-2 マグマ溜りの力学的安定性と噴火の開始・終息条件

噴火の開始・終息条件のうち、開始条件については、これまで、主に、マグマ溜りの力学的安定性の観点から論じられてきた。詳細については議論の余地を残すものの、多くの研究で、マグマ溜りに過剰圧が加わりマグマ溜りの壁の伸長応力が岩石の引っ張り強度を超えると開口亀裂が生じ噴火が開始するという基準が用いられている(Cañón-Tapia, 2013)。マグマ溜りの壁の応力状態は、マグマ溜りの圧力に加えて、マグマ溜りの幾何形状、地表面からの距離などに依存する(McTigue, 1987; Sartoris *et al.*, 1990; Cañón-Tapia, 2013)。従って、噴火の開始条件となるマグマ溜りの過剰圧の値（具体的には式(4)の $p_{start}$ あるいは式(8)の $\Delta p_0$ ）は、これらの要因に支配される。中でも、マグマ溜りの形状は、マグマ溜りに過剰圧が与えられたときの応力集中に影響を与え、それが形成される開口亀裂の性質（位置、形状）の支配要因となる。前章において、噴火の開始・終息を議論する際に、火道内外の圧力差によって火道・ダイクが閉じるか否かが重要であると指摘した。マグマ溜りの圧力に伴ってマグマ溜りの壁にどのような応力集中が発生するかという問題は、火道・ダイクの開閉の問題とも密接に関連する(*e.g.*, Gudmundsson, 2007, 2012)。

噴火の終息条件を理解する上では、マグマ溜りの力学的安定性や火道・ダイクの開閉の問題に加え、前章で議論した火道流ダイナミクスの問題を考慮する必要がある。終息条件については、単純に、マグマ溜りの過剰圧が緩和されて元の圧力に戻ったところで噴火が終息するという立場もあるが(*e.g.*, Blake, 1981; Tait *et al.*, 1989)。一方で、火道流モデルにおいて上昇速度がゼロになる条件（あるいは、正の値の上昇速度をもつ安定解が存在しなくなる条件）を噴火の終息とみなす立場もある。前者の立場は、マグマの通路となる亀裂が過剰圧によって維持され、さらに、マグマ溜りからの流れがマグマ溜りの過剰圧によって駆動されるという仮定に基づくものである。しかしながら、マグマ溜りから地表までの周囲の岩石の平均密度が液体マグマの密度より小さい場合、効果的に脱ガス過程が進行すれば、マグマ溜りの圧力が静岩圧以上であってもマグマの上昇運動は駆動されない(第2-1節参照)。逆に、マグマの通路が確保された状態で火道内の気液マグマの密度が十分に減少すれば、マグマ溜りの圧力が静岩圧に比べて大幅に下がった状態でもマグ

マの上昇運動は駆動される。

さて、噴火の終息条件に関連する問題としては、これまで、カルデラの形成条件についてもマグマ溜りの力学的安定性の観点から論じられてきた。この場合、噴火によりマグマ溜りが過減圧状態になり、それが周囲の岩石の剪断強度に相当する値を超えた場合にカルデラを形成するというのが、基本的な考え方となる (Druitt and Sparks, 1984; Marti *et al.*, 2000)。カルデラの形成条件も、噴火の開始条件と同様、マグマ溜りの幾何形状、地表面からの距離などに依存する。カルデラ形成条件については、マグマ溜りの収縮に伴う環状の逆断層の形成条件 (e.g., Kusumoto and Gudmundsson, 2009) のみならず、断層が地表に達し陥没に至る変形も考慮する必要がある。後者については、アナログ模型を用いた実験的研究が報告されており (Roche and Druitt, 2001; Geyer *et al.*, 2006)、カルデラの天井を構成する地殻のアスペクト比 (マグマ溜りの地表面からの距離/マグマ溜りの水平方向の広がり) の値が小さい方がカルデラ形成に適しているという結果が得られている。

ここで重要なことは、マグマ溜りが過減圧状態になることによってカルデラが形成されるという考え方は、マグマ溜りの過剰圧が緩和されて元の圧力に戻ったところで噴火が終息するという「単純な噴火の終息条件」とは相容れないということである。言い換えるならば、噴火の駆動力をマグマ溜りの過剰圧だけに求める単純な描像は、カルデラ噴火を含む多様な噴火推移の観測事実を説明することができない。カルデラ形成の条件については、マグマ溜りの力学的安定性に加えて、カルデラ形成条件に達するまで火道を維持すること、その条件でマグマが流出し続けること、の3つの条件を検討する必要があるが、私が知る限り、これらの条件をすべて考慮した研究例はない。

本節の最後に、マグマ溜りの力学的安定性と応力場の関係について指摘しておく。マグマ溜りを満たす液体マグマと周囲の岩石では応力に対する弾性応答が異なるので、地殻に広域的な差応力が加わることによってマグマ溜り近傍には応力集中が発生する。テクトニックな応力場を考慮しない場合でも、重力によって鉛直方向に一樣な歪みを加えただけで、球形のマグマ溜りの底と頂部には引っ張り応力が働き、赤道付近に剪断応力が働く (山科, 1986; Grosfils, 2007)。このような応力集中が重要な役割を果たすか否かは、リファレンスとなるマグマ溜りの応力状態に依る。多くの研究において、マグマ溜りは周囲の高温岩石が粘性流動するような長い時間をかけて形成されたという仮定のもと、マグマ溜り周辺の応力が等方的かつ静岩圧に達している状態をリファレンス状態

として想定している (Gudmundsson, 2012)。その場合、マグマ溜りの力学的不安定を引き起こす応力を生み出す要因として、溜り内の圧力の静岩圧からのずれだけを考慮することが正当化される。一方、大地震などでテクトニックな応力場が変化した場合には、それによる付加的な応力集中がマグマ溜りの力学的安定性や噴火の開始・終息の条件に影響を与える。この問題については、第2章の Fig. 2 で紹介した単純な鋸ダイアグラム・階段ダイアグラムに基づいて、応力場の変化に伴ってマグマ溜りの力学的安定性や噴火の開始・終息条件 ( $p_{\text{start}}$  や  $p_{\text{end}}$ ) がどのように変化し、さらに、それが噴火の間隔と噴火の規模の性質にどのような影響を与えるかが論じられている (山科, 1986; 小山・吉田, 1994)。

#### 4-3 噴火の休止期間における物理過程

第2章で述べたように、噴火の休止期間においては、式 (1) において  $\dot{M}$  をゼロとしたときの振る舞いが問題になる。第2章のリファレンスモデルでは、休止期間のマグマ溜りの圧力の増加の要因として、地下深部からのマグマの供給 ( $\dot{M}_{\text{in}}$ ) のみを考慮したが、圧力増加に関わるその他の効果 ( $G$ ) の影響も無視できない。マグマ溜りの冷却に伴うマグマの結晶化によって残液に揮発成分が濃集し気相が析出した場合、それだけで噴火の開始条件を満たすマグマ溜りの過剰圧を生み出す可能性がある (Tait *et al.*, 1989)。

休止期間の物理過程は、式 (1) の実効圧縮率  $\beta$  とマグマ溜りの体積  $V_{\text{ch}}$  を通して、噴火期間のマグマ溜りの圧力変化とマグマの噴出量の関係に影響を与える。一般に、マグマ溜り中のマグマは、休止期間 (場合によっては噴火期間中も含む) の新たなマグマの供給と結晶化による分化作用によって温度や化学組成の成層構造を作る。マグマ中の揮発成分の溶解度は圧力のみならず温度にも依存するので、先に述べた結晶化に伴う気相の析出に加え、高温マグマの供給が気相の析出を促す場合もある。これらの成層構造、特に、気相や揮発成分の成層構造が、マグマ溜りの実効圧縮率 ( $\beta$ ) を決定し、それが噴火における噴出量とマグマ溜りの圧力変化の関係の支配要因となることについては、すでに見たとおりである (Blake, 1984; Tait *et al.*, 1989; Bower and Woods, 1997)。

マグマ溜りの形状や規模は、休止期間の長い時間スケールで変化する。これらの変化は、式 (1) に含まれる  $V_{\text{ch}}$  を通して、あるいは、式に含まれない効果を通して、マグマ溜りの圧力変化とマグマの噴出量の関係や噴火の開始・終息条件に影響を与える。シルやダイクの貫入を経て形成されたマグマ溜りは、形成当初は複雑な形状をしているが、その複雑な形状は力学的、熱的に不安定なので、時間とともに滑らかな形状に進化する (Gudmundsson,

2012). 安定な形状に進化するまでのどの段階にあるかによって、マグマ溜りの圧力変化に対する応力集中が変わり、噴火の開始条件が変わる. 一方、マグマ溜りの体積  $V_{ch}$  は、マグマ供給・噴出系の長期的熱収支（マグマからの熱の供給と熱伝導による冷却のバランス）によって決まる（例えば、Tsukui *et al.*, 1986; Koyaguchi and Kaneko, 2000). マグマ溜りの長期的熱進化モデルによると、マグマ溜りは、必ずしも Fig. 1 に示したような「弾性体の地殻の中に液体状態のマグマが直接溜まった状態」にあるとは限らず、周縁部分は部分熔融または結晶とメルトが混在したマッシュ状になっている可能性が高い (Koyaguchi and Kaneko, 2000; Bachmann and Bergantz, 2004). 噴火開始につながる亀裂が進展するためには、弾性体の地殻に生じた亀裂にマグマが流入しなければならないので、マグマ溜り周縁部が結晶化によって著しく高い粘性をもつマグマによって構成されている場合には、噴火の開始条件に至るのが困難になる可能性がある (Rubin, 1995; Jellinek and DePaolo, 2003; Takeuchi, 2011). また、マグマ溜りの周縁部がマッシュ状になっている場合、マッシュ状周縁部は粘弾性体として振舞う可能性がある (Bonafede *et al.*, 1986; Dragoni and Magnanensi, 1989; Newman *et al.*, 2001). マッシュ状周縁部のマックスウェルの緩和時間が十分短い場合、式 (1) の  $\beta\rho_{ch}V_{ch}$  については、マッシュ状周縁部を含む領域に対する値が適用されることになる. その場合、地殻変動の圧力源となるマグマ溜りの体積と噴火時における液体マグマの供給源としてのマグマ溜りの体積が一致しない可能性がある.

休止期間の時間スケールは噴火期間より遥かに長いので、マッシュ状周縁部の有無に関わらず、マグマ溜り周辺の高温地殻は休止期間中に多かれ少なかれ粘性流動する. マグマ溜りの過剰圧によって地殻が広域的に粘性流動すると、その過剰圧は緩和する. 一定の供給率でマグマが供給されるマグマ溜りの過剰圧は、供給による圧力増加の効果と粘性流動による圧力緩和の効果がバランスしたところで最大値をもつことになる. この最大値は、おおよそ

$$\Delta p_{\max} \sim \frac{2\eta_{\text{crust}} \dot{M}_{\text{in}}}{3V_{\text{ch}}\rho_{\text{ch}}} \quad (44)$$

で見積ることができる (Jellinek and DePaolo, 2003). 式 (44) は、何らかのメカニズムで噴火の開始条件を満たすことなくマグマの供給が続き、ひとたび大量のマグマが蓄積すると、マグマ溜りの最大過剰圧が小さくなり噴火の開始が抑制され、さらに大量のマグマが蓄積するという正のフィードバックが働く可能性を示唆している. また、大量のマグマが蓄積された状態で、広域応力場の変化などの理由で  $p_{\text{start}}$  が減少したり、あるいは、一時的

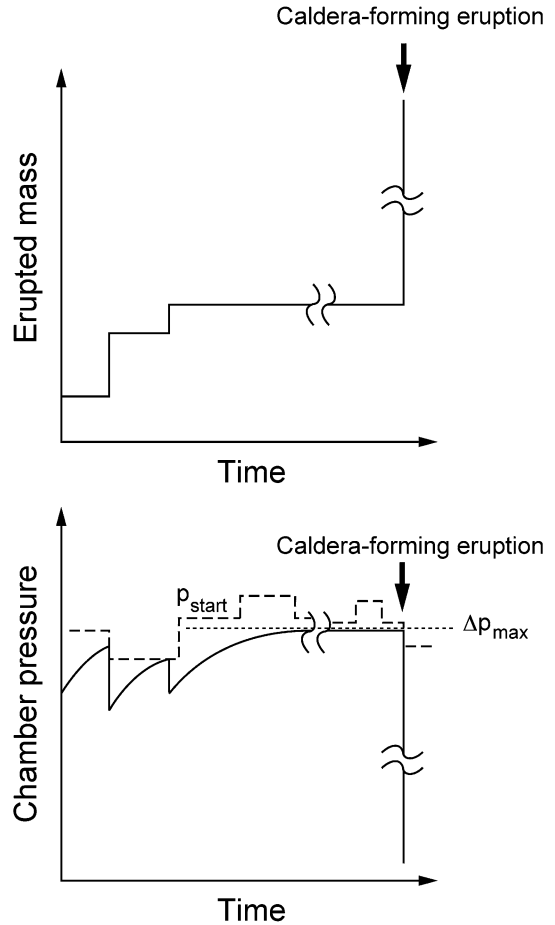


Fig. 9. Schematic illustration showing the effect of viscous deformation of the crust around the magma chamber on the mass of erupted magma and the magma chamber pressure as a function of time. Because of the effect of relaxation due to viscous deformation of the surrounding crust, the chamber over-pressure has a maximum value ( $\Delta p_{\max}$ );  $\Delta p_{\max}$  decreases as the volume of the chamber increases (Jellinek and DePaolo, 2003). On the other hand, the critical pressure for the initiation of eruption ( $p_{\text{start}}$ ) varies with time depending on regional stress field. It is suggested that, if the volume of magma chamber somehow exceeds a critical value, the chamber pressure ( $p_{\text{lith}} + \Delta p_{\max}$ ) becomes unlikely to exceed  $p_{\text{start}}$  for a long time; as a result, a large magma chamber causing a caldera forming eruption may develop.

に  $\dot{M}_{\text{in}}$  が上昇して  $\Delta p$  が上昇すれば、大規模噴火が発生することになる (Fig. 9). マグマ供給・噴出系モデルにおいて地殻の流動によるフィードバックを考慮に入れることは、間欠的に大規模カルデラを形成する火山の進化を理解する上で重要な意義がある.

#### 4-4 マグマ溜りの物理過程モデルのまとめ

本章では、式 (1) の内容を吟味する形で、マグマ溜りの物理過程についてレビューした。その中でマグマ溜りの圧力と噴出量の関係がマグマの実効圧縮率  $\beta$  とマグマ溜りの体積  $V_{ch}$  に依存し、また、その実効圧縮率が圧力およびマグマ溜り中の気相量に強く依存することを見た。一方、噴火の開始条件やカルデラの形成条件においては、マグマ溜りの過剰圧や過減圧に伴うマグマ溜りの力学的安定性が本質的な役割を果たす。マグマ溜りの力学的安定性は、地殻物質の弾性的性質や強度のみならず、マグマ溜りの形状やマグマ溜り周縁部のマッシュ状領域の発達状態にも依存する。さらに、地殻が粘性流動することによって、マグマ溜りの過剰圧が飽和する可能性が示された。

$\beta$ ,  $V_{ch}$ , 形状, マッシュ状態の周縁部の状態など、噴火期間のマグマ溜りの物理過程に関連するパラメータは、休止期間におけるマグマ溜りの結晶化や分化作用の程度で決まる。これらのことは、マグマ溜りの規模や形状が長期的に進化する中で、噴火の開始条件や噴火期間中のマグマ溜りの圧力と噴出量の関係が変化することを意味している。

以上、火道流およびマグマ溜りにおける物理過程に関するモデルを整理したが、ここまでの議論で、マグマ溜りの諸物理過程が「噴火の開始・終息条件を考慮したマグマ供給・噴出系モデル」を構成する複数の問題を繋ぐ役割を果たしていることが明らかになってきた。すなわち、マグマ供給・噴出系においては、幅広い時間スケールの多様な現象が相互に密接に関連して、系全体が時間発展している。その中でマグマ溜りの物理過程は、「マグマ溜りの圧力変化と火道ダイナミクスのカップリング」および「噴火期間の物理過程と休止期間の物理過程のカップリング」という2つのカップリングの要になっている。

#### 5. 観測研究との統合による噴火推移予測の可能性

第3章、第4章では、リファレンスモデルで無視された火道流やマグマ溜りの物理的要因を考慮して、一般的なマグマ供給・噴出系の振る舞いを整理した。その中で、マグマ供給・噴出系においては、火道の変形やマグマ溜りの長期的進化など、重要であることは認識されつつも十分に理解が進んでいない要素が含まれていることが明らかにされた。以下では、不完全な理論モデルと限られた観測データを相互に補いつつ噴火の推移予測を進めてゆく方策を探る。ここでは、理論モデルと観測データを相互に補いつつ推移予測を行う上で基礎となる考え方でして「データ同化」の考え方を採用しよう。

データ同化の考え方は、台風の予報円など、観測に基づく現象の推移予測法として近年大きな成果を挙げている。この考え方においては、まず、「興味ある量」の時刻  $t$  における値  $x_t$  を、モデルパラメータ  $\Pi$  を含む時間発展モデルに基づいて、

$$x_t = f_t(x_{t-1}, v_t; \Pi). \quad (45)$$

のように、その量の時刻  $t-1$  における値から求める。ここで、 $f_t$  は時間発展の物理過程を表現する関数、また、 $v_t$  はモデルに含まれるシステムノイズである。一方、観測量  $y_t$  は、関数  $h_t$  (以下、「観測モデル」と呼ぶ) によって「興味ある量」 $x_t$  と以下の式で関係付けられている：

$$y_t = h_t(x_t, w_t; \Pi) \quad (46)$$

ここで  $w_t$  は観測ノイズである。なお、「興味ある量」、観測量、モデルパラメータは、通常それぞれ複数あるので、 $x_t$ ,  $y_t$ ,  $\Pi$  はベクトル量になる。データ同化においては、予測した  $x_t$  と  $\Pi$  の事後確率を観測量  $y_t$  からベイズ推定に基づいて計算し、逐次的に予測の精度を向上させてゆく。

ここで敢えてデータ同化の考え方を数式の形で示したのは、推移予測をするためには、パラメータを含むモデルに基づいて時間発展を求める順問題と観測から興味ある量やモデルパラメータを推定する逆問題の両方を解かなければならないということを明示するためである。現象の推移予測においては、時間発展モデル  $f_t$  の数理的性質を吟味し現象の推移を正しく予測するとともに、 $h_t$  の逆関数に従って  $y_t$  からモデルパラメータ  $\Pi$  を推定することや、 $f_t$  の逆関数に従って観測ノイズが過去に伝播し、それがどのように初期値やモデルパラメータの推定に影響を及ぼすかが、予測精度を決定する重要な要素となる。式 (45) および (46) における  $f_t$  および  $h_t$  とそれらの逆関数の性質に対応して、逆問題と順問題は本質的に異なる数理的性質をもち、その結果、推移予測に向けた困難の性質も異なる。そこで、順問題と逆問題の組み合わせを最適化し、推移予測の精度を向上させることがデータ同化の醍醐味となる。

ここまでの考え方は、火山噴火の推移予測に限らず、観測と時間発展を記述する物理モデルに基づいて推移予測を進める上での一般的な考え方である。一方、何を「興味ある量」、観測量、モデルパラメータと考えるのかは、対象とする問題に依存する。以下では、マグマ供給・噴出系モデルにおける順問題、逆問題の性質を整理し、それぞれについて課題を展望することをもって、本論文の議論に代えたい。

### 5-1 マグマ供給・噴出系モデルの順問題モデルとしての性質 (理論モデルの現状と課題)

本論文では、マグマ溜りの圧力とマグマの噴出率の関係を描述する時間発展モデル (マグマ供給・噴出系モデル) を軸として噴火推移の予測を行うという方針で議論を展開してきた。ここまで述べてきたように、この時間発展モデルの数理構造は、「マグマ溜りの圧力変化と火道ダイナミクスのカップリング」および「噴火期間の物理過程と休止期間の物理過程のカップリング」という2つのカップリングによって特徴付けられる。噴火期間の順問題モデル (式 (45) の  $f_i$ ) は、マグマ溜りの時間発展式 (1) と火道のダイナミクスに関する式 (2) を連立 (カップリング) させたものとなる。この  $f_i$  は、火道流モデルのモデルパラメータ ( $\bar{\eta}$ ,  $\bar{d}_t$ ,  $\bar{L}_{sc}$ ,  $\varepsilon$  など) に加え、マグマ溜りに関わるモデルパラメータ ( $V_{ch}$ ,  $\beta$ ) を含み、「興味ある量」である噴出率  $\dot{M}$  とマグマ溜りの圧力  $p_{ch}$  (または  $\Delta p$ ) について、初期条件 ( $0, p_{start}$ ) からの時間発展を解く問題として定式化される。一方、休止期間の順問題モデルは、式 (1) において  $\dot{M}=0$  とおいた式を用いて、 $\dot{M}_{in}$  や  $G$  をモデルパラメータとして、噴火直後のマグマ溜りの圧力  $p_{end}$  を初期値として、マグマ溜りの圧力  $p_{ch}$  の時間発展を推定するモデルとして定式化される。リファレンスモデルでは、 $p_{ch}$  の時間発展と広域応力場から噴火の開始条件 (具体的には  $p_{start}$ ) を推定することだけを主題としていた。しかし、第4章の議論から、噴火期間のパラメータであるマグマ溜りの体積  $V_{ch}$  および実効圧縮率  $\beta$  も休止期間中のマグマ溜りの物理過程によって決まることが示された。すなわち、 $V_{ch}$  や  $\beta$  は、休止期間の順問題モデルにおいて「興味ある量」となる。休止期間と噴火期間の物理過程は、噴火期間の初期条件 ( $p_{start}$ ) およびモデルパラメータ ( $V_{ch}$  や  $\beta$ ) を休止期間の順問題モデルで決定するという意味で、カップリングしている。

言うまでもなく、これらの順問題モデルは全体として未完成であり、火道の変形や休止期間のマグマ溜りの熱物質進化など、理解が決定的に不足した「理論モデルの断絶」を内在している。以下では、現在までに得られている知識で推測されるマグマ供給・噴出系の性質を概観するとともに、今後の解決すべき課題となる「理論モデルの断絶」の所在を整理する。

第3章で述べたように、噴火期間のマグマ供給・噴出系の複雑な挙動は、火道流ダイナミクス (式 (2)) に含まれる負性抵抗とマグマ溜りの圧力変動 (式 (1)) のカップリングによってもたらされる (e.g., Sleazin, 2003)。この系の時間発展は、横軸に噴出率、縦軸にマグマ溜りの圧力をとった図 (以下、 $\dot{M}$ - $p_{ch}$  図と呼ぶ) 上の  $dp_{ch}/dt=0$  およ

び  $d\dot{M}/dt=0$  となる曲線 (以下、ヌルクラインと呼ぶ) の位置関係に基づいて整理・分類することができる。今、簡単のため、式 (1) において  $G=0$  とすると、 $dp_{ch}/dt=0$  のヌルクラインは、この図上で  $\dot{M}=\dot{M}_{in}$  という直線になる。一方、 $d\dot{M}/dt=0$  のヌルクラインは、図のような負性抵抗をもつ形状となる。厳密には、ヌルクラインは第3章で解説した「定常解曲線 (定常解をつなぎ合わせた曲線)」とは異なるものであるが、定性的には類似した性質を持つものと考えられる。ヌルクラインに基づくマグマ供給・噴出系モデルの解析法の概要については、小屋口 (2008) の中で既に述べているので、ここでは、そこでの考え方が、噴火の開始・終息条件を含むマグマ供給・噴出系モデルにどのように拡張されるのかについて考察を進める。必要となる基礎知識については小屋口 (2008) の第8章を参照されたい。

まず最初に、 $\dot{M}$ - $p_{ch}$  図上における噴火の開始条件 (座標  $(0, p_{start})$ ) に関する制約条件について考えよう。本論文の最初に、噴火の開始条件を支配する要因として、岩石の強度とマグマの液相・気相の相対運動 (脱ガス) が本質的な役割を果たすと述べた。前者の要因については、第4章で、マグマ溜りの力学的安定性の観点から、噴火開始時のマグマ溜りの臨界過剰圧という形で考慮された。一方、後者については、第3章の議論に基づいて以下のように考慮することができる。Fig. 1のように地表まで火道で繋がっているマグマ溜りの圧力は、噴出率がゼロの極限で静マグマ圧になる。また、通路を形成しながらゆっくり上昇してきた噴火の最初期のマグマは、非常に効率良く脱ガスをしている可能性が高い。その場合、そのマグマが地表に到達し噴出するためには、マグマ溜りの圧力が、 $p_{ch} > \rho_l g L > \rho_s g L = p_{lith}$  という関係になっていなければならない。一般には、噴火開始の圧力条件  $p_{start}$  は、マグマ溜りが力学的に不安定になる圧力条件と、上記の最初期の脱ガスしたマグマが地表まで達する圧力条件の両方が満たされる条件 (つまり大きい値をもつ圧力条件) によって決まると考えられる。Fig. 10では、これらのことを勘案し、マグマ溜りが静岩圧  $p_{lith}$  以上の値をもって噴火を開始することを前提として、その後の  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  図上の軌道が描かれている。

次に、 $\dot{M}$ - $p_{ch}$  図上における非爆発的噴火の推移について整理しよう (Fig. 10 a, b)。 $\dot{M}$ - $p_{ch}$  図上  $(0, p_{start})$  から開始した噴火のマグマ溜りの圧力と噴出率は以下のように時間発展する。 $(0, p_{start})$  は、 $dp_{ch}/dt=0$  のヌルクラインより低噴出率側、 $d\dot{M}/dt=0$  のヌルクラインより高压側 (ここでは「第2象限」と呼ぶ) に位置する。噴火開始後、 $dp_{ch}/dt=0$  のヌルクラインより低噴出率側の領域では、噴出率の増加とともにマグマ溜りの圧力は増加し、 $\dot{M}_{in}$

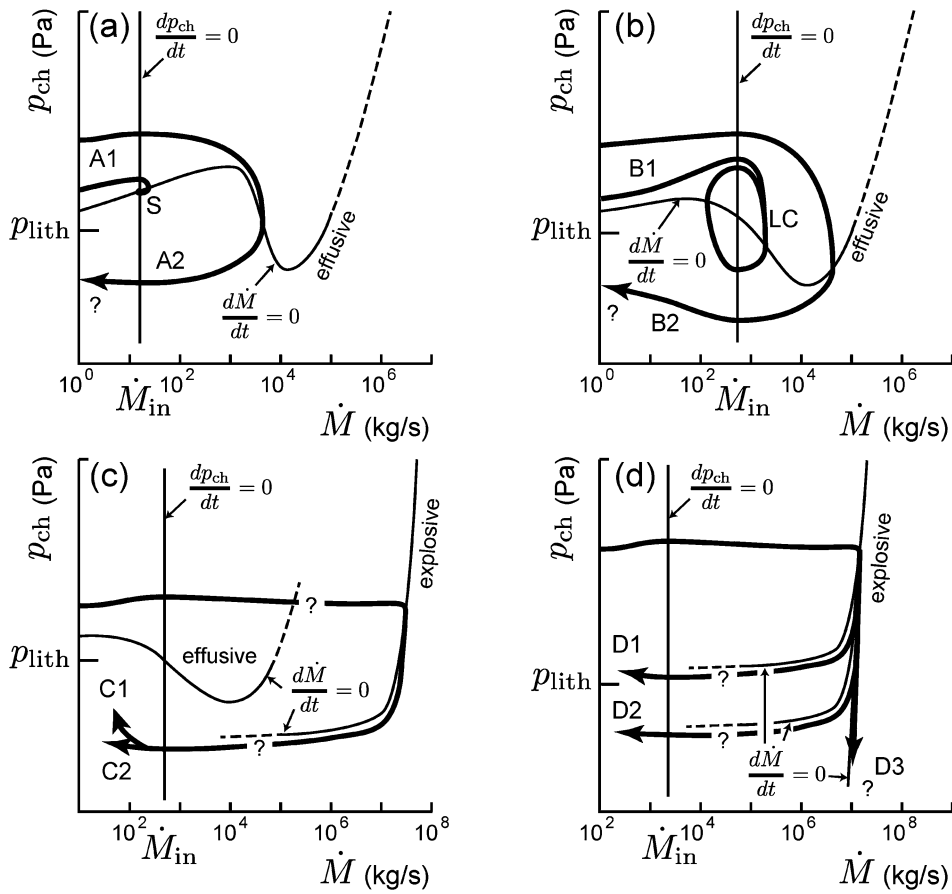


Fig. 10. The trajectories of the  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  relationships based on the model for magma-plumbing system. (a) Representative  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  trajectories for effusive eruptions in the case where the two nullclines intersect in the region of positive differential resistance. S: a stable fixed point. (b) Representative  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  trajectories for effusive eruptions in the case where the two nullclines intersect in the region of negative differential resistance. LC: a limit cycle. (c) A representative  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  trajectory showing the transition from effusive to explosive eruption. (d) Representative  $\dot{M}$ - $p_{ch}$  trajectories for explosive eruptions. For explanations see text.

を超えたところ（「第1象限」）で、噴出率とともに圧力が減少するようになる。圧力が減少し、 $d\dot{M}/dt = 0$ のヌルクラインを超えると（「第4象限」）、圧力と噴出率の両方が減衰する。さらに噴出率が $\dot{M}_{in}$ 以下の領域（「第3象限」）ではマグマ溜りの圧力が上昇しつつ噴出率が減少する。 $\dot{M}$ - $p_{ch}$ 図上の軌道の性質は、 $dp_{ch}/dt = 0$ 、 $d\dot{M}/dt = 0$ のヌルクラインの性質および位置関係に強く依存する。

第3章の議論から、非爆発的噴火における低噴出率領域の $d\dot{M}/dt = 0$ ヌルクラインは、マグマ溜りにおける結晶量が多く横方向脱ガス過程が効率的である場合には正の傾きをもつが、そうでない場合は負の傾きをもつと推定される。今、 $dp_{ch}/dt = 0$ のヌルクライン（ $\dot{M} = \dot{M}_{in}$ の直

線）が、 $d\dot{M}/dt = 0$ のヌルクラインが正の傾きを持つ領域で $d\dot{M}/dt = 0$ のヌルクラインと交差する場合を考える（Fig. 10 a）。この時、その交点は安定な定常解となる（安定不動点と呼ぶ；Fig. 10 aのS）。この場合、噴火は時間の経過とともに定常的な非爆発的噴火に移行する（Fig. 10 a, A1）。一方、 $dp_{ch}/dt = 0$ のヌルクラインが $d\dot{M}/dt = 0$ のヌルクラインが負の傾きを持つ領域で $d\dot{M}/dt = 0$ のヌルクラインと交差する場合、その交点となる定常解は不安定になり、「リミットサイクル」と呼ばれる閉軌道を描く解が安定になることが予想される（Fig. 10 bのLC）。この場合、噴出率とマグマ溜りの圧力が周期的に変動する非爆発的噴火となる（Fig. 10 b, B1）。 $\dot{M}$ - $p_{ch}$ 図上の軌道は、火道流の性質（ヌルクラインの性質）だけではなく、

初期条件である  $p_{\text{start}}$  や時間発展モデルのパラメータであるマグマ溜りの体積  $V_{\text{ch}}$  や実効圧縮率  $\beta$  にも依存する。  $V_{\text{ch}}$  や  $\beta$  が小さい場合、第1象限において、  $p_{\text{ch}}$  は急激に減少する。一方、  $V_{\text{ch}}$  や  $\beta$  が大きい場合、  $\dot{M}$  の増加に伴う  $p_{\text{ch}}$  の減少は緩やかになり、その結果、最大噴出率が高くなる。また、  $V_{\text{ch}}$  や  $\beta$  が大きい状況下で流入量  $\dot{M}_{\text{in}}$  が少ない場合、第3象限において  $p_{\text{ch}}$  が  $d\dot{M}/dt=0$  のヌルクラインを超える前に  $\dot{M}=0$  となり、噴火が終息してしまう可能性がある (Fig. 10 a, b 中 A2, B2)。

上に述べた時間発展の中で、  $p_{\text{ch}}$  の値が静岩圧 ( $p_{\text{liqh}} = \rho_{\text{s}} g L$ ) 以下まで下がる可能性があることは重要である。第3章の議論によると、この性質は、噴出率の増加とともに脱ガス過程の効率が悪くなり火道中のマグマが膨張するという、脱ガス過程の普遍的性質に起因する。脱ガス過程の効率が悪い場合、第1象限の領域でマグマ溜りの圧力が静岩圧以下になっても噴出率は増加し続け、  $d\dot{M}/dt=0$  のヌルクラインを超えた後 (第4象限) も、噴出率が  $\dot{M}_{\text{in}}$  以上の間は噴出率の減少とともに圧力は減少し続ける。この状況下での噴火の終息過程 (例えば、Fig. 10 a, b 中の A2, B2) は、式 (8) で表現されるような「マグマ溜りの過剰圧の緩和」という描像では説明できない。噴出率の減少に伴って脱ガスの効率が増し、火道内のマグマが収縮すること (密度が増加すること) が噴火終息に至るメカニズムにおいて重要な役割を果たす。また、この過減圧によって火道が変形し閉じた場合、それが噴火の終息条件となる。つまり、マグマ溜りの圧力が静岩圧以下になる場合があるという事実は、多様な噴火終息条件 (佐藤・他, 2015) を理解する重要な鍵となる。なお、繰り返し述べているように、火道の変形の問題については理解が進んでおらず、マグマ供給・噴出系モデルの「断絶」部となっている。

$V_{\text{ch}}$  や  $\beta$  が大きい状況下で噴火した場合、噴出率の増大に伴うマグマ溜りの圧力減少が小さく、爆発的噴火に遷移する可能性がある (Fig. 10c)。爆発的噴火への遷移条件については、気泡流だけで満たされた火道流が不安定になり、マグマの破碎面が地表から地下に向かって伝播する現象 (Koyaguchi and Mitani, 2005) が本質的な役割を果たす。この現象は、本論文で取り扱っている1次元定常火道流モデルに基づく議論の範囲外であり、その意味で、非爆発的噴火から爆発的噴火への遷移現象も、マグマ供給・噴出系モデルの「断絶」部の一つと考えなければならない。

爆発的噴火の  $\dot{M}-p_{\text{ch}}$  図上の振る舞いに関して1次元定常火道流モデルから得られる知見は、プリニー式噴火のような継続的噴火におけるマグマ溜りの圧力と噴出率の推移である。第3章での議論によると、爆発的噴火にお

るマグマ溜りの圧力と噴出率の関係は、  $\bar{\eta}$ ,  $\bar{L}_{\text{sc}} \ln \bar{p}_{\text{f}}$  などのパラメータに依存する。特に、Fig. 4 に示したように、  $\bar{L}_{\text{sc}} \ln \bar{p}_{\text{f}}$  が1以上か否かによって噴出率の推移パターンが大きく変化する。  $\dot{M}-p_{\text{ch}}$  図上で噴出率が急減する  $p_{\text{ch}}$  の値は、静岩圧以上になる場合もあるし (Fig. 10d, D1)、静岩圧以下になる場合もある (Fig. 10d, D2)。第4章で述べたように、  $p_{\text{ch}}$  が静岩圧より大幅に下がった場合、カルデラが形成される場合がある (Fig. 10d, D3)。  $\bar{L}_{\text{sc}} \ln \bar{p}_{\text{f}}$  中の  $\bar{p}_{\text{f}}$  (マグマ破碎の圧力) は、脱ガス過程 (パラメータ  $\epsilon$ ) やマグマの破碎メカニズムなどの火道流の物理素過程の影響を受ける。  $\bar{p}_{\text{f}}$  の不確定性に伴う噴出率が急減する  $p_{\text{ch}}$  の不確定性、および、火道変形の問題に関する理解不足が、先に述べた非爆発的噴火の終息条件と同様に爆発的噴火の終息条件についても「理論モデルの断絶」を生み出している。

以上、  $\dot{M}-p_{\text{ch}}$  図を用いることによって、噴火期間における時間発展モデルの性質とそこにおける「理論モデルの断絶」について整理した。その中で、火道流のダイナミクスに関わる  $d\dot{M}/dt=0$  のヌルクラインの性質に加え、マグマ溜りの体積  $V_{\text{ch}}$  および実効圧縮率  $\beta$ 、さらに初期条件  $p_{\text{start}}$  が、  $\dot{M}-p_{\text{ch}}$  図上の軌道の性質に影響を与えることが示された。これらのパラメータは、休止期間の時間発展モデルの結果として得られる。先にも述べたように、休止期間の時間発展モデルは、  $\dot{M}_{\text{in}}$  や  $G$  をモデルパラメータとして含み、マグマ溜りの圧力  $p_{\text{ch}}$ 、体積  $V_{\text{ch}}$ 、実効圧縮率  $\beta$  を計算する問題として定式化される。これらの量の時間発展は、休止期間におけるマグマ溜りの諸性質 (化学組成・温度の成層構造、結晶化の程度、形状) に関する物理過程に支配される。  $V_{\text{ch}}$  や  $\beta$  の時間発展については、いくつか原型となる熱物質進化モデルは存在するが (e.g., Tait et al., 1989; Bower and Woods, 1997; Koyaguchi and Kaneko, 2000; Jellineck and DePaolo, 2003)、現段階で、明確な方程式の形で記述されたモデルは提案されていない。

ここでは、休止期間に関する時間発展モデルが定式化されていないことが、式 (45) や (46) で表されるデータ同化の数理という文脈でどのように言い換えられるか、簡単に述べておこう。一般にデータ同化においては、時間発展モデルで或る変数の事前確率分布を求め、ベイズ推定に基づいて観測からその変数の事後確率分布を計算する。休止期間に関する時間発展モデルが定式化されていないということは、  $V_{\text{ch}}$ ,  $\beta$  などのパラメータに関する事前確率分布が、一様分布のように「何でもあり」の状態になっており、観測に基づく尤度の性質がそのままこれらのパラメータの事後確率分布の性質に反映されることを意味する。休止期間の時間発展モデルについては、第2



章で解説した休止期間のリファレンスモデルに加えて、さらに熟物質進化の影響を考慮し、 $V_{ch}$  や  $\beta$  について如何に意味のある事前確率分布が得られるかが今後の具体的な課題となる。

### 5-2 マグマ供給・噴出系モデルの逆問題モデルとしての性質 (観測研究の現状と課題)

前節では、噴火期間・休止期間における様々な現象のカップリングを考慮した上でマグマ供給・噴出系モデル全体を見渡し、理論モデルの断絶の所在を明らかにした。本節では、これらの「理論モデルの断絶」を含む時間発展モデルの不完全性を観測データによって補うことを考える。マグマ供給・噴出系モデルの挙動を支配する要因は、時間発展モデルに含まれるパラメータ ( $\bar{y}$ ,  $\bar{p}_i$ ,  $\bar{L}_{sc}$ ,  $\epsilon$ ,  $\beta$ ,  $V_{ch}$ ,  $p_{start}$  など) という形で考慮されている。逆問題では、観測量に基づいて、興味ある量の時間発展を追跡するとともに、これらのパラメータの値を決定することが課題となる。火山噴火の推移に関連する最も基本的な観測量は、マグマの噴出量 (体積または質量) とマグマ溜りの圧力変化に伴う地殻変動であろう。また、火道流ダイナミクスに直結するパラメータとなるマグマの物性値 (粘性、密度) については、マグマ中の含水量、結晶量、化学組成、温度など、噴出物の岩石学的性質から制約条件を与えることができる場合がある。ここでは、これらの観測量から、マグマ供給・噴出系についてどのような情報が得られるのかを整理し、上記のデータ同化の数理に基づいて噴火の推移を行うための現状と課題を概観する。

先に、逆問題について「 $h_i$  の逆関数に従って  $y_i$  からモデルパラメータ  $\Pi$  を推定する」と一言で述べたが、実際には、この手続きは簡単ではない。一般に、「興味ある量」は直接観測できる量ではないので、「興味ある量」がどのような量として観測されるかを記述する観測モデル  $h_i$  が必要となる。一方、「興味ある量」とモデルパラメータの関係は、時間発展モデル  $f_i$  の性質にも依る。従って、ここで「 $h_i$  の逆関数」と述べたものは、観測モデル  $h_i$  だけでなく、前節で示した時間発展モデル  $f_i$  の性質を反映した極めて複雑な内容をもつ。多くの場合、観測量からモデルパラメータはユニークに決めることができない。

一般論はさておき、マグマ供給・噴出系モデルの逆問題モデルとしての著しい性質は、興味ある量の一つであるマグマ溜りの圧力  $p_{ch}$  あるいは過剰圧  $\Delta p$  が直接観測できないことである。今、GPS データや傾斜計などの地殻変動観測によって各観測点における変位  $u_i$  が得られたとき、茂木モデルなどの地殻の弾性変形に関する観測モデルに基づいて、圧力源 (マグマ溜り) の情報が得られる。変位から圧力源の情報を求める式は、

$$u_i = \frac{\delta p V_{ch}}{\mu d^2} \Phi_i \left( \frac{r}{d}, \frac{a}{b}, \frac{a}{c}, \nu \right) \quad (47)$$

という関係式にまとめることができる (e.g., Segall, 2013)。すなわち、マグマ溜り直上の地点から半径  $r$  離れた観測点における変位量はマグマ溜りの体積と圧力変化の積  $V_{ch} \delta p$  と比例関係にある。ここで  $d$  はマグマ溜りの深さ、 $\Phi_i$  はマグマ溜りの位置 (深さ) と形状などに依存する関数である。 $a$ ,  $b$ ,  $c$  は楕円体状マグマ溜りの長径、中径、短径、 $\mu$ ,  $\nu$  はそれぞれ地殻の剛性率とポワソン比である。 $\delta p V_{ch}$  が決まることによって、式 (38) から、この圧力変化に伴うマグマ溜りの体積変化  $V_G$  が推定できる。

式 (47) は、仮に観測された変位量の空間分布から  $\Phi_i$  が決まり、マグマ溜りの位置・形状に関するパラメータが決まったとしても、変位の大きさからは  $V_{ch}$  と  $\delta p$  が積の形でしか決まらず、それぞれの量を独立に決定することができないということを意味している。マグマ供給・噴出系の時間発展モデル  $f_i$  においては、 $p_{ch}$  や  $V_{ch}$  が形を変えて出現している。これらの量が独立に決定されないことは、休止期間中の「興味ある量」がモニターできないばかりではなく、噴火期間中の他のモデルパラメータの推定に対して決定的な障害となる。一方、マグマ供給・噴出系モデルにおいては、噴出量  $M$  あるいはそれを時間微分した噴出率  $\dot{M}$  を観測することができる場合がある。ここでは、 $M$  や  $\dot{M}$  という観測から  $\delta p$  と  $V_{ch}$  を独立に推定する道筋、さらに、マグマ供給・噴出系の他のモデルパラメータを決定する道筋について考察する。

噴出量 ( $M \equiv \rho_{ch} V_E$ ) とマグマ溜りの圧力変化を結びつける関係式は、式 (40) である。この関係式においても  $\delta p$  と  $V_{ch}$  は積の形で出現するので、そのままでは  $\delta p$  と  $V_{ch}$  を独立に推定することできない。噴出量という新たな観測量から得られるのは、マグマの実効圧縮率に関する情報である。式 (38) と式 (40) の比をとると  $V_G/V_E = \kappa_s/(\kappa_m + \kappa_s)$  となるので、今  $\kappa_s$  を既知の物性値とすると、マグマ溜り中のマグマの圧縮率  $\kappa_m$  を推定できる。なお、式 (40) は、噴火期間中のマグマ溜りへのマグマの流入量  $M_{in}$  が無視できるという仮定に基づいている。非爆発的噴火の場合、噴火期間が長い場合この仮定が成り立たない可能性がある。この場合、 $M_{in}$  を無視するという仮定は、マグマの圧縮率の見積もりを過大評価する原因となる。

$\delta p$  と  $V_{ch}$  を独立に推定するためには、 $V_G$  と  $V_E$  の比較によって推定した  $\kappa_m$  にマグマの物質科学的情報を組み合わせる必要がある (Anderson and Segall, 2014)。今、 $V_G$

と  $V_E$  の両方について噴火期間全体で観測データが取れたとしよう。その場合、これらのデータを使って、噴火の期間中に圧縮率がどのように変化したのかを推定することができる。さらに、式 (42) (あるいは揮発成分の溶解度を考慮したより厳密な関係式) を用いることによって、圧縮率の変化から、その変化をもたらした圧力変化  $\delta p$  を推定することが原理的に可能になる。ただし、この方法は、噴出物の岩石学的データなどに基づいてマグマ溜りの気相の量  $n$  が既知であることを要請する。

さて、ここまでの話では、噴出量  $V_E$  (あるいは  $M$ ) は使っているが、火道流モデルを使っていないことに注意されたい。火道流モデルは、圧力変化と噴出率  $\dot{M}$  の関係を結びつけるものである。従って、噴出量と圧力変化の関係 (式 (40)) に加えて、これらの量の時間変化に関する情報が含まれる。この情報を加えることによって、例えば、第 2 章で示したリファレンスモデルでは、以下のように  $V_{ch}$  と  $\delta p$  を独立に推定するもう一つの道筋が生まれる。まず、観測から、噴出率や圧力の変化の時間スケール  $\tau$  (式 (7) 参照) を決める。その上で、地殻変動観測から特定できるマグマ溜りの深さ  $L$ 、噴出量から推定した  $\beta$ 、さらに火道流の粘性抵抗に関する  $\eta$  や火道の径  $r$  の情報を得ることができれば、 $V_{ch}$  (または  $\delta p$ ) を独立に決定することができる。なお、この方法においては、物質科学的手法によって粘性を推定した上で地下の火道径について何らかの制約条件を与えなければならないことが、新たな課題となっている。また、リファレンスモデルでは、式 (7) において単純なポワズイユ流を仮定している点にも注意を要する。

以上、 $\delta p$  と  $V_{ch}$  を独立に推定する 2 つの方法を紹介したが、前者は気相の量に関して、後者は粘性や火道径について、新たな推定をする必要があり、それらの推定の誤差に伴う不確定性を排除することが難しい。また、 $\dot{M}_{in}=0$  という仮定は、マグマの実効圧縮率  $\beta$  の見積り値を通して、両方の推定に影響を与える。噴火の推移が火道流ダイナミクスの非線形な振る舞いに支配されることを考慮すると、火道流モデルについての仮定を設けない前者の方法で  $\delta p$  と  $V_{ch}$  を推定し、その上で、火道流ダイナミクスに関わるパラメータ (例えば、 $\bar{\eta}$  や  $\epsilon$ ) について情報を得ることが望ましいであろう。すなわち、今後の具体的な課題としては、前者の「 $\kappa_m$  の物質科学的制約条件を用いた  $\delta p$  と  $V_{ch}$  の推定法」を基調とし、さらに、噴火前の地震活動の震源分布などからマグマ溜りの範囲を限定し、 $V_{ch}$  の推定値を補強することが現実的目標となるであろう。

本節のここまでの議論から明らかなように、マグマ供給・噴出系の逆問題解析の骨格となるのは、地殻変動と

噴出量の同時観測による  $\delta p$  と  $V_{ch}$  の独立な推定である。このような同時測定については、非爆発的噴火において、地殻変動観測と同時に溶岩ドームの成長過程を観察することによって可能になりつつある (Nakada *et al.*, 1999; Nishi *et al.*, 1999; Mastin *et al.*, 2008; Anderson and Segall, 2013)。特に、近年は、GPS 観測の普及によって、高時間分解能の地殻変動データが充実してきた。セントヘレンズ 2004 年噴火に対しては、Mastin *et al.* (2008) が、GPS データと噴出量に基づいて  $V_G$  と  $V_E$  を独立に求め、マグマ溜りの実効圧縮率を推定した。さらに、この噴火については、Anderson and Segall (2011, 2013) が、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC 法) を適用して、マグマ溜りの位置・体積・形状、圧力変化、マグマ溜りの実効圧縮率に加え、マグマの粘性 (火道径の効果も含む) などの火道流モデルに関わるパラメータについてもインバージョン推定するという先駆的研究を行った。この MCMC 法は、 $h_i$  や  $f_i$  の性質に関わらず、観測量からモデルパラメータ  $\Pi$  の推定値の確率分布を計算する上で有力な方法であるが、手法そのものが未だ開発途上であり、得られた確率分布の結果の解釈について議論の余地が残る。例えば、上記の研究においては、岩石の破壊強度に基づいて仮定したマグマ溜りの過剰圧の上限値がマグマ溜りの体積の推定値の確率分布を強く制約している可能性が高く、先に述べた  $\delta p$  と  $V_{ch}$  を独立に推定できているか否かについては検討を要する。

近年、爆発的噴火に対しても、レーダーや人工衛星による噴煙観測によって噴煙高度を観測するとともに、噴煙ダイナミクスモデルに基づいて噴煙高度から噴出率を推定できるようになったことにより、地殻変動と噴出量 (噴出率) の同時測定が可能になってきた。例えば、グリムスヴォトン火山では、セントヘレンズ火山と同様、圧力と噴出率がいずれも指数関数的に減衰する様子が観測された (Hreinsdóttir *et al.*, 2014)。また、霧島 2011 年噴火では、爆発的噴火から非爆発的噴火に移行したが、これら一連のイベントに対して、地殻変動観測に基づくマグマ溜りの体積変化 ( $V_G$ ) の推定、噴煙のレーダー観測に基づく噴出率の推定、SAR による溶岩流の体積測定がなされた (Kozono *et al.*, 2013, 2014)。

霧島 2011 年噴火の例は、セントヘレンズ噴火やグリムスヴォトン火山噴火のような圧力と噴出率がいずれも指数関数的に減衰する噴火推移とは異なる推移を呈した点で興味深い。この噴火では、マグマ溜りの圧力が単調に減少する中で、比較的一定の噴出率の爆発的噴火が 3 回にわたって繰り返された後、非爆発的な溶岩流の成長が数日間継続した (Fig. 11)。この噴火で爆発的噴火が休止するときの噴出率とマグマ溜りの圧力の変化の様相

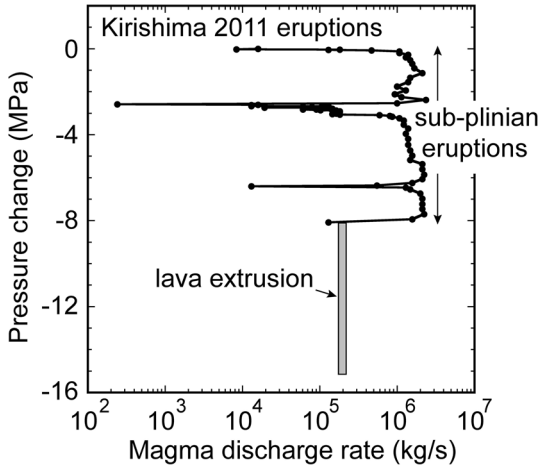


Fig. 11. The  $\dot{M}$ - $\delta p$  relationship observed during the 2011 Kirishima Shinmoedake eruptions. The data presented here is based on Kozono *et al.* (2013) and (2014). The values of  $\delta p$  were calculated on the assumption that  $V_{ch}/\mu = 1 \text{ m}^3/\text{Pa}$ .

は、 $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_t \ll 1$  の条件下でマグマ溜りの圧力が閾値以下になったときの振る舞い (Fig. 4) に似ている。一方、この噴火において爆発的噴火の休止と発生が繰り返されたことについては、第3-1節で解説した「脱ガスを考慮しない火道流モデル」では説明できない。脱ガスを考慮しない場合、一度休止した爆発的噴火が再開するためには、新たなマグマの供給によってマグマ溜りの圧力が上昇することが必要条件になるからである。マグマ溜りの圧力が単調に減少しつつ爆発的噴火が休止と再開を繰り返したという観測事実は、何らかのメカニズムによって  $\bar{p}_t$  が変化したことを示唆している。例えば、気液の相対速度を考慮した場合、火道壁の摩擦と気液間の摩擦の大小関係でマグマの破碎圧  $\bar{p}_t$  が変化し、その結果、噴霧流の長さが伸縮する。粘性が下がる、あるいは火道径が増加するなどの理由で、相対的に火道壁の摩擦が減少し  $\epsilon$  の値が減少すると、 $\bar{p}_t$  が増加し、その結果噴霧流領域の長さが伸びる。マグマ溜りの減圧による気泡流領域の減少の効果を上回って、噴霧流領域が伸びると、新たなマグマの供給を想定せずに消滅した爆発解が復活する可能性が生まれる。爆発的噴火から非爆発的噴火への遷移過程、あるいは、非爆発的噴火から爆発的噴火への遷移過程の具体的メカニズムについては、マグマの破碎や気液混相流の流動様式など、物理素過程に関する多く課題を残しているが、上に述べた定常解の振る舞いは、噴火タイプの遷移過程について巨視的なダイナミクスの観点から重要な制約条件を与えるものである。Fig. 11 に示

したような地殻変動と噴出量の同時測定結果に基づいて、火道流ダイナミクスについてどのような情報が得られるのかという問題は、チャレンジングな研究課題となるであろう。

マグマ供給・噴出系モデルの火道流ダイナミクスの部分のパラメータを特定するためには、地殻変動と噴出量の同時測定によって  $\delta p$  と  $V_{ch}$  を高精度で推定するとともに、第3章で示した火道流モデルの数理的性質を考慮して、適切な観測量を得る必要がある。例えば、火口近傍観測や重力・ミュオグラフィの観測は、火道上部の圧力や密度分布に直結する情報を提供する。これらの地球物理学的観測に加えて、物質科学的データや地質学的データも有用である。破碎面の圧力については、噴出物の微結晶の産状や化学組成から制約が得られる可能性がある (Mujin and Nakamura, 2014)。また、メルトと火山ガスの非平衡の程度からは、横方向の脱ガスの影響を見積もることができることが指摘されている (Kozono and Koyaguchi, 2012)。さらに、噴出物に含まれる異質岩片の性質からは、破碎面の深さや火道径の変化についても情報が得られる。これらの多項目観測の重要性については、本特集号の別論文で論じられている (小園, 2016, 本特集号)。

さて、本論文ではここまで、噴火期間の推移予測を行うためには、休止期間の時間発展モデルに基づいて、マグマ溜りの体積  $V_{ch}$  および実効圧縮率  $\beta$ 、さらに初期条件  $p_{start}$  を推定する必要があると繰り返し述べてきた。休止期間の熱物質進化モデルが未だ定式化されていないことを考慮すると、これらのパラメータについては、観測によるインバージョン推定が重要な役割を果たすものと考えられる。 $V_{ch}$  と  $\beta$  については、噴火の初期段階における地殻変動と噴出量の同時観測に基づいて制約条件を得ることができれば、その推定値を噴火期間の後半部の推移予測に役立てることができる。しかしながら、 $p_{start}$  については、休止期間の観測だけに基づいて噴火開始前に推定することが本質的である。例えば階段ダイアグラムのパターンなど、火山形成史の研究成果や、噴出物の岩石学的性質、テクトニクスの観測データに基づいて、噴火前に  $p_{start}$ 、 $V_{ch}$ 、 $\beta$  について如何に統計的に意味のある事前確率分布が得られるかが、「噴火の開始・終息条件を考慮したマグマ供給・噴出系モデル」の逆問題における具体的課題となるであろう。また、第4-3節の休止期間の物理過程の議論では、噴火の開始条件や大規模マグマ溜りの形成条件において、地殻の粘性流動やマッシュ状マグマと液体状マグマを識別することの重要性が指摘された。このような火山地下の固液混相領域の長期的進化を明らかにするためには、火山形成史の中での低密度

珪長質マグマの火口と高密度苦鉄質マグマの火口の分布の変遷 (Bacon, 1985) や現在の火山地下におけるメルトの分布に関する探査が重要な制約条件になるかもしれない。

### 5-3 防災研究との統合に向けた課題

本論文では、観測研究、理論研究、防災研究を統合する道筋を明らかにすることを目指して、マグマ供給・噴出系の時間発展を支配する火道流ダイナミクスとマグマ溜り物理過程のモデルに関するこれまでの研究成果をレビューした。その結果、マグマ供給・噴出系モデルの数理的構造が明らかになったと同時に、その中に内在する「理論モデルの断絶」も明らかになった。解決すべき課題は、大きく見て以下の4つである。

第一の課題は、気液二相流である火道流ダイナミクスの予測が本質的に難しいことである。本論文では、1次元定常火道流モデルに基づいて、火道流が駆動力と抵抗力のバランスが異なるいくつかのレジームに分かれ、噴火タイプの遷移が或る火道流のレジームから別のレジームへの移行として捉えられることを示した。この遷移過程は、正のフィードバックを伴っており、脱ガス過程、マグマの破碎、結晶化など、いくつかの物理素過程に敏感に依存する。特に、脱ガス過程は、火道内の密度変化に影響を及ぼし、マグマ溜りの圧力がどこまで下がった時に火道流が止まるのか、という噴火の終息条件にも深く関わっている。しかしながら、これらの物理素過程には多くの不確定要素が含まれており、それが火道流の巨視的な振る舞いの予測を困難にしている。また、レジーム間の遷移の問題そのものは本質的に非定常問題であるが、非定常状態におけるこれらの物理素過程と火道流の巨視的な振る舞いの関係については十分な研究がなされていない。

第二の課題は、マグマ溜りの力学的安定性や火道の変形についてモデル化の方針が立っていないことである。マグマ溜りの力学的安定性は、周囲の岩石の弾性変形、粘性流動、侵食、亀裂の進展など様々な要因に依存し、マグマの貫入と噴火を繰り返す中で長期的に変遷する。一方、火道の変形については、未だ予察の結果が報告された段階であり、ダイクによるマグマの上昇などの類似問題との関連についても理解が進んでいない。マグマ溜りの力学的安定性と火道の変形の問題は、いずれも「マグマの通路の確保」に関わる問題であり、噴火の開始・終息条件と直結する。特に、噴火の終息とカルデラの形成は、火道流ダイナミクスに伴うマグマ溜りの減圧過程の中で、マグマ溜りの壁が崩壊する条件とマグマの通路が確保される条件の競合で決まるため、その予測が本質的に難しい。

第三の課題は、マグマ供給・噴出系モデルのパラメータが観測から特定できないことである。マグマ供給・噴出系の逆問題解析の骨格となるのは、地殻変動と噴出量の同時測定による  $\delta p$  と  $V_{ch}$  の推定であるが、現在のところ、これらのパラメータは独立には推定できていない。また、噴火期間のマグマ供給・噴出系モデルは、 $V_{ch}$  に加え、マグマ溜りの実効圧縮率、マグマの粘性、火道径などの様々なモデルパラメータを持つが、現在のところ推定の目処が立っているのは、マグマ溜りの実効圧縮率だけである。火道流モデルにおいては、新たな物理的要因 (例えば、脱ガス過程) を考慮することが、新たに特定すべきパラメータ (例えば、 $\epsilon$ ) を生み出す。これらのモデルパラメータを地球物理学的観測や噴出物に関する岩石学的観察に基づいて独立に決定する目処はたっていない。

第四の課題は、休止期間の熟物質進化モデルが未だ定式化されてないことである。このことがマグマ溜りの体積  $V_{ch}$ 、実効圧縮率  $\beta$ 、初期条件  $p_{start}$  の推定値の不確実性を通じて、噴火期間の推移予測の障害になっていることについては先に述べたとおりである。

これらの課題は、観測と物理モデルに基づく噴火の推移予測が原理的に難しいことを示している。私は、本論文で議論したマグマ供給・噴出系モデルが、そのまま噴火の推移予測を行うツールとしてではなく、防災政策上の判断の科学的根拠を明確にするツールとして、火山学と防災研究を統合する役割を果たすものと考えている。例えば、仮に噴火が始まったとして、それが大規模カルデラ噴火に至るか否かを予測するためには、大規模マグマ溜りの存在を確認した上で、そのマグマ溜りが力学的に不安定な過減圧状態に至るまで爆発的噴火が継続するか否かを予測する必要がある。そのためには、観測によってマグマ溜りの体積と噴火によるマグマ溜りの圧力変化を独立に推定した上で、脱ガス過程、マグマの破碎メカニズム、火道の変形の影響を適切に考慮して式 (1) と式 (2) を連立させた計算を実行する必要がある。防災政策上「大規模カルデラ噴火に至るか否かを判断できない」と主張するのであれば、予測に必要な各論理ステップにおいてどのような未解決課題が残っているかを具体的に示してゆく必要がある。逆に、防災政策上「大規模カルデラ噴火に至るか否かを判断できる」と主張するのであれば、それらの課題を解決したことを科学的根拠を添えて示せばよい。

実際の火山噴火においては、火砕流の発生など、地表における現象の推移も防災上の対象となるであろう。火砕流発生を予測する場合、噴煙ダイナミクスモデルを導入し、マグマ供給・噴出系モデルで得られたマグマの噴

出率を火口における条件として与えることになる。本論文では取り扱わなかったが、近年、噴煙ダイナミクスモデルは急速に進展しており（鈴木, 2016, 本特集号）、上に述べた発展途上のマグマ供給・噴出系モデルを防災研究に応用する上で、一つの突破口になる可能性がある。例えば、本論文で議論した爆発的噴火における噴出率変化の推移は、火砕流発生シナリオに密接に関連する。 $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_t > 1$  の場合、マグマ溜りの圧力が減少しても火口での流量が減少せず爆発的噴火が続く。この条件で火口の拡大が進行した場合、噴火の進行とともに噴出率が増加して大規模火砕流噴火に移行する。これは従来から言われていた典型的な火砕流発生シナリオである（Sparks and Wilson, 1976）。一方、 $\bar{L}_{sc} \ln \bar{p}_t \ll 1$  の場合、マグマ溜りの圧力減少に伴って、噴出率が急減少する。火口径が拡大した状態で噴出率が減少すると噴煙上昇速度が減少し、その結果、比較的小規模な火砕流が発生する（Woods and Bower, 1995; Koyaguchi *et al.*, 2010）。火砕流の発生条件そのものは、噴煙ダイナミクスモデルによって予測されるものであるが、想定すべき火砕流発生シナリオを決めるのは、マグマ供給・噴出系モデルに基づく噴出率の時間的変化である。その意味では、地表における現象の推移予測の問題も、先に述べたマグマ供給・噴出系モデルの未解決課題を共有している。

## 6. 結 語

今回のレビューを通して、マグマ供給・噴出系モデルにおいて、マグマ溜りにおけるマグマの蓄積過程、噴火におけるマグマ溜りの圧力変動、火道流のダイナミクスが独立な問題ではなく、カップリングしていることが明らかにされた。このことは、噴火の開始・終息条件を含めて推移予測を行うためには、マグマ供給・噴出系全体の長期的・短期的時間発展を総合的に理解しなければならないということを意味している。一方で、これまでの火山学においては、これらの問題に関する研究が、それぞれ独立に進展してきた。例えば、マグマ溜りの圧力変動については地殻変動などの地球物理学的観測、噴出量については噴出物に関する地質学的調査研究、カルデラ形成のような低頻度事象や火山形成史については地質学や岩石学的手法に基づいて、それぞれ観測データの蓄積とその解釈の研究が進められてきた。物理モデルにおいては、火道流とマグマ溜りを連結したモデルが提案され、マグマ溜りの圧力変動と噴出量・噴出率の関係について議論がなされてきたが、異種の観測結果を用いて物理モデルの定量的評価がなされるようになったのは、ごく最近のことであり、その種の研究は未だ開発途上である。

このような異種の観測手法に基づく研究を統合して、体系的に一つの学術分野を構築するためには、単にそれらの研究成果を持ち寄るだけではなく、多様な観測事実を包含する具体的な順問題・逆問題モデルを構築することが不可欠であろう。本論文では、曲がりなりにも叩き台となる順問題・逆問題モデルを示した。論理基盤となる順問題・逆問題モデルを共有しつつ、そのモデル内の「断絶」を適切に埋めるべく、個々の観測や物理素過程について研究テーマを定めてゆくことによって、多様な研究を噴火推移予測の精度向上という共通の目標の下で統合することが可能になる。例えば、火山形成史に関する地質学・岩石学的研究についても、それがマグマ供給・噴出系モデルの  $V_{ch}$ ,  $\beta$ ,  $p_{start}$  などのパラメータ推定まで踏み込んだものであれば、それらは噴火に伴う地殻変動などの地球物理学的観測研究や噴火のダイナミクスの研究と有機的に結び付く。

観測と物理モデルに基づく噴火の推移予測は、仮にそれが直ちに防災の役に立たないレベルであるとしても、実証的かつ論理的に火山現象を理解する上で重要な研究課題である。また、イベントツリーなどの経験則に基づく噴火推移予測において「想定すべき事象」の範囲を設定する際にも、物理モデルに基づく判断基準は不可欠である。私は、それが防災を目的としているかどうかに関わらず、「観測と物理モデルに基づく噴火の推移予測」という共通目標が、今後の火山学の一つの流れを作るのではないかと予想している。自身の研究についても、科学としての推移予測に向かって、本論文で浮き彫りになった課題を一つ一つ解決してゆきたい。

## 謝 辞

本論文で紹介したアイデアは、共同研究者との日頃の議論や研究室での議論の中で生まれてきた。小園誠史氏、Kyle Anderson 氏、松尾直弥氏、長尾大道氏、Antonio Costa 氏、鈴木雄治郎氏、東宮昭彦氏、竹内吾晋氏との議論は、本稿をまとめる上で特に有益であった。小園氏からは、図の作成についても協力を得た。佐藤博明氏、奥村聡氏、匿名査読者からのコメントによって、原稿が改善された。ここに記して感謝します。なお、関連する共同研究や議論を行う上で、科学研究補助費（課題番号 24244069）を使用した。

## 引用文献

- Anderson, K. and Segall, P. (2011) Physics-based models of ground deformation and extrusion rate at effusively erupting volcanoes. *J. Geophys. Res.*, **116**, B07204, doi: 10.1029/2010JB007939.

- Anderson, K. and Segall, P. (2013) Bayesian inversion of data from effusive volcanic eruptions using physics-based models: Application to Mount St. Helens 2004–2008. *J. Geophys. Res.*, **118**, 2017–2037, doi: 10.1002/jgrb.50169.
- Anderson, K. R. and Segall, P. (2014) Magma reservoir volume from ground deformation, eruption rate, and other observations. *AGU Fall Meeting, Abstract*, V51B-4745.
- Bachmann, O. and Bergantz, G. W. (2004) On the origin of crystal-poor rhyolites: Extracted from batholithic crystal mushes. *J. Petrol.*, **45**, 1565–1582.
- Bacon, C. R. (1982) Time-predictable bimodal volcanism in the Coso Range, California. *Geology*, **10**, 65–69.
- Bacon, C. R. (1985) Implications of silicic vent patterns for the presence of large crustal magma chambers. *J. Geophys. Res.*, **90**, 11243–11252.
- Barmin, A., Melnik, O. and Sparks, R. S. J. (2002) Periodic behavior in lava dome eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **199**, 173–184.
- Blake, S. (1981) Volcanism and the dynamics of open magma chambers. *Nature*, **289**, 783–785.
- Blake, S. (1984) Volatile oversaturation during the evolution of silicic magma chambers as an eruption trigger. *J. Geophys. Res.*, **89**, 8273–8244.
- Bonafede, M., Dragoni, M. and Quarenì, F. (1986) Displacement and stress fields produced by a centre of dilation and by a pressure source in a viscoelastic half-space: application to the study of ground deformation and seismic activity at Campi Flegrei, Italy. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **87**, 455–485.
- Bower, S. M. and Woods, A. W. (1997) Control of magma volatile content and chamber depth on the mass erupted during explosive volcanic eruptions. *J. Geophys. Res.*, **102**, 10273–10290.
- Bruce, P. M. and Huppert, H. E. (1990) Solidification and melting along dikes by the laminar flow of basaltic magma. In *Magma Transport and Storage* (Ryan, M. P. ed), 87–101, John Wiley, New York.
- Cañón-Tapia, E. (2013) Analytical models of magma chamber stability: An abridged critical review of key concepts. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **249**, 174–196.
- Costa, A. (2005) Viscosity of high crystal content melts: Dependence on solid fraction. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L22308, (further comments available at <http://arxiv.org/abs/physics/0512173>).
- Costa, A., Melnik, O. and Sparks, R. S. J. (2007) Controls of conduit geometry and wallrock elasticity on lava dome eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **260**, 137–151.
- Costa, A., Sparks, R. S. J., Macedonio, G. and Melnik, O. (2009) Effects of wall-rock elasticity on magma flow in dykes during explosive eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **288**, 455–462.
- Dragonì, M. and Magnanensi, C. (1989) Displacement and stress produced by a pressurized, spherical magma chamber, surrounded by a viscoelastic shell. *Phys. Earth and Planet. Int.*, **56**, 316–328.
- Druitt, T. H. and Sparks, R. S. J. (1984) On the formation of calderas during ignimbrite eruptions. *Nature*, **310**, 679–681.
- Geyer, A., Folch, A. and Marti, J. (2006) Relationship between caldera collapse and magma chamber withdrawal: An experimental approach. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **157**, 375–386.
- Gonnermann, H. and Taisne, B. (2015) Magma transport in dikes. In *The Encyclopedia of Volcanoes, 2nd Edition* (Sigurdsson, H. ed), 215–224, Academic Press, Amsterdam.
- Grosfils, E. B. (2007) Magma reservoir failure on the terrestrial planets: Assessing the importance of gravitational loading in simple elastic models. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **166**, 47–75.
- Gudmundsson, A. (2007) Conceptual and numerical models of ring-fault formation. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **164**, 142–160.
- Gudmundsson, A. (2012) Magma chambers: Formation, local stresses, excess pressures, and compartments. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **237–238**, 19–41.
- Hess, K-U. and Dingwell, D. B. (1996) Viscosities of hydrous leucogranitic melts: A non-Arrhenian model. *Amer. Mineral.*, **81**, 1297–1300.
- Hreinsdóttir, S., et al. (2014) Volcanic plume height correlated with magma-pressure change at Grímsvötn Volcano, Iceland. *Nature geoscience*, **7**, 214–218.
- Huppert, H. E. and Woods, A. (2002) The role of volatiles in magma chamber dynamics. *Nature*, **420**, 493–495.
- 井田喜明 (1990) 火山噴火が開始する条件. *火山*, **35**, 299–312.
- Ida, Y. (1996) Cyclic fluid effusion accompanied by pressure change: Implication for volcanic eruptions and tremor. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1457–1460.
- Jaupart, C. and Allègre, C. J. (1991) Gas content, eruption rate and instabilities of eruption regime in silicic volcanoes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **102**, 413–429.
- Jellinek, A. M. and DePaolo, D. J. (2003) A model for the origin of large silicic magma chambers: precursors of caldera-forming eruptions. *Bull. Volcanol.*, **65**, 363–381.
- Koyaguchi, T. (2005) An analytical study for 1-dimensional steady flow in volcanic conduits. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **143**, 29–52.
- 小屋口剛博 (2008) 火山現象のモデリング. 東京大学出版会, 東京, 637 p.
- Koyaguchi, T. and Kaneko, K. (2000) Thermal evolution of silicic magma chambers after basalt replenishments. *Trans. R. Soc. Edinb. Earth Sci.*, **91**, 47–60.
- Koyaguchi, T. and Mitani, N. K. (2005) A theoretical model for fragmentation of viscous bubbly magmas in shock tubes. *J. Geophys. Res.*, **110**, B10202, doi: 10.1029/2004JB003513.
- Koyaguchi, T., Suzuki, Y. J. and Kozono, T. (2010) Effects of the crater on eruption column dynamics. *J. Geophys. Res.*, **115**, B07205, doi: 10.1029/2009JB007146.
- Koyaguchi, T., Scheu, B., Mitani, N. K. and Melnik, O. (2008) A fragmentation criterion for highly viscous bubbly magmas estimated from shock tube experiments. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **178**, 58–71.
- 小山真人・吉田 浩 (1994) 噴出量の累積変化からみた火山の噴火史と地殻応力場. *火山*, **39**, 177–190.

- 小園誠史 (2016) マグマ溜まりから火山噴煙: 観測と数値モデル. 火山, 印刷中.
- Kozono, T. and Koyaguchi, T. (2009) Effects of relative motion between gas and liquid on 1-dimensional steady flow in silicic volcanic conduits: 1. An analytical method. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **180**, 21–36.
- Kozono, T. and Koyaguchi, T. (2010) A simple formula for calculating porosity of magma in volcanic conduits during dome-forming eruptions. *Earth Planets Space*, **62**, 483–488.
- Kozono, T. and Koyaguchi, T. (2012) Effects of gas escape and crystallization on the complexity of conduit flow dynamics during lava dome eruptions. *J. Geophys. Res.*, **117**, B08204, doi: 10.1029/2012JB009343.
- Kozono, T., Ueda, H., Shimbori, T. and Fukui, K. (2014) Correlation between magma chamber deflation and eruption cloud height during the 2011 Shinmoe-dake eruptions. *Earth Planets Space*, **66**, 139.
- Kozono, T., Ueda, H., Ozawa, T., Koyaguchi, T., Fujita, E., Tomiya, A. and Suzuki, Y.J. (2013) Magma discharge variations during the 2011 eruptions of Shinmoe-dake volcano, Japan, revealed by geodetic and satellite observations. *Bull. Volcanol.*, **75**, 695.
- Kusumoto, S. and Gudmundsson, A. (2009) Magma-chamber volume changes associated with ring-fault initiation using a finite-sphere model: Application to the Aira caldera, Japan. *Tectonophysics*, **471**, 58–66.
- Lister, J.R. and Kerr, R. C. (1991) Fluid-mechanical models of crack propagation and their application to magma transport in dykes. *J. Geophys. Res.*, **96**, 10049–10077.
- Maeda, I. (2000) Nonlinear visco-elastic volcanic model and its application to the recent eruption of Mt. Unzen. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **95**, 35–47.
- Marsh, B.D. (1981) On the crystallinity, probability of occurrence, and rheology of lava and magma. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **78**, 85–98.
- Marti, J., Folch, A., Neri, A. and Macedonio, G. (2000) Pressure evolution during explosive caldera-forming eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **175**, 275–287.
- Mastin, L.G., Roeloffs, E., Beeler, N.M. and Quick, J.E. (2008) Constraints on the size, overpressure, and volatile content of the Mount St. Helens magma system from geodetic and dome-growth measurements during the 2004–2006+ eruption. In *A volcano rekindled: the renewed eruption of Mount St. Helens 2004–2006*, U.S. Geol. Surv. Prof. Paper (Sherrod, D.R., Scott, W.E. and Stauffer, P.H. eds), 1750, 461–488, U.S. Geological Survey, Washington.
- McTigue, D.F. (1987) Elastic stress and deformation near a finite spherical magma body: resolution of the point source paradox. *J. Geophys. Res.*, **92**, 12931–12940.
- Melnik, O. and Sparks, R. S.J. (2005) Controls on conduit magma flow dynamics during lava dome building eruptions. *J. Geophys. Res.*, **110**, B02209.
- 守屋以智雄 (1983) 日本の火山地形. 東京大学出版会, 東京, 135 p.
- Mujin, M. and Nakamura, M. (2014) A nanolite record of eruption style transition. *Geology*, **42**, 611–614.
- Nakada, S., Shimizu, H. and Ohta, K. (1999) Overview of the 1990–1995 eruption at Unzen Volcano. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **89**, 1–22.
- Nakanishi, M. and Koyaguchi, T. (2008) A stability analysis of a conduit flow model for lava dome eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **178**, 46–57.
- Newman, A.V., Dixon, T.H., Ofogbu, G.I. and Dixon, J.E. (2001) Geodetic and seismic constraints on recent activity at Long Valley Caldera, California: evidence for viscoelastic rheology. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **105**, 183–206.
- Nishi, K., Ono, H. and Mori, H. (1999) Global positioning system measurements of ground deformation caused by magma intrusion and lava discharge: the 1990–1995 eruption at Unzendake volcano, Kyushu, Japan. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **89**, 23–34.
- Proussevitch, A.A., Sahagian, D.L. and Anderson, A.T. (1993) Dynamics of diffusive bubble growth in magmas: Isothermal case. *J. Geophys. Res.*, **98**, 22283–22307.
- Roche, O. and Druitt, T.H. (2001) Onset of caldera collapse during ignimbrite eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **191**, 191–202.
- Rubin, A.M. (1995) Getting granite dikes out of the source region. *J. Geophys. Res.*, **100**, 5911–5929.
- Ryan, M.P. (1993) Neutral buoyancy and the structure of mid-ocean ridge magma reservoirs. *J. Geophys. Res.*, **98**, 22321–22338.
- Sartoris, G., Pozzi, J.P., Philippe, C. and Le Moüel, J.L. (1990) Mechanical stability of shallow magma chambers. *J. Geophys. Res.*, **95**, 5141–5151.
- 佐藤博明・嶋野岳人・石橋秀巳 (2015) 噴火の終わり方. 火山, **60**, 257–263.
- Segall, P. (2013) Volcano deformation and eruption forecasting. *Geol. Soc. Lond. Spec. Pub.*, **380**, doi: 10.1144/SP380.4.
- Shapiro, A.H. (1977) Steady flow in collapsible tubes. *Trans. ASME: J. Biomech. Eng.*, **99**, 126–147.
- Slezin, Y.B. (2003) The mechanism of volcanic eruptions (a steady state approach). *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **122**, 7–50.
- Sparks, R. S.J. (1997) Causes and consequences of pressurisation in lava dome eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **150**, 177–189.
- Sparks, R. S.J. and Wilson, L. (1976) A model for the formation of ignimbrite by gravitational column collapse. *J. Geol. Soc. Lond.*, **132**, 441–451.
- Stasiuk, M.V., Jaupart, C. and Sparks, R. S.J. (1993) On the variations of flow rate in non-explosive lava eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **114**, 505–516.
- 鈴木雄治郎 (2016) 噴煙ダイナミクス: 3次元数値シミュレーションモデルの発展と展開. 火山, 印刷中.
- Tait, S.R., Jaupart, C. and Vergnolle, S. (1989) Pressure, gas content and eruption periodicity of a shallow, crystallising magma chamber. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **92**, 107–123.
- Takeuchi, S. (2011) Preeruptive magma viscosity: An important measure of magma eruptibility. *J. Geophys. Res.*, **116**, B10201, doi: 10.1029/2011JB008243.
- Tsukui, M., Sakuyama, M., Koyaguchi, T. and Ozawa, K.

- (1986) Long-term eruption rates and dimensions of magma reservoirs beneath Quaternary polygenetic volcanoes in Japan. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **29**, 189–202.
- Wadge, G. (1981) The variation of magma discharge during basaltic eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **11**, 139–168.
- Wilson, L., Sparks, R. S. J. and Walker, G. P. L. (1980) Explosive volcanic eruptions – IV. The control of magma properties and conduit geometry on eruption column behaviour. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **63**, 117–148.
- Woods, A. W. and Koyaguchi, T. (1994) Transitions between explosive and effusive eruptions of silicic magmas. *Nature*, **370**, 641–644.
- Woods, A. W. and Bower, S. M. (1995) The decompression of volcanic jets in a crater during explosive volcanic eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **131**, 189–205.
- Woods, A. W. and Huppert, H. E. (2003) On magma chamber evolution during slow effusive eruptions. *J. Geophys. Res.*, **108**, B2403, doi: 10.1029/2002JB002019.
- Woods, A. W., Bokhove, O., de Boer, A. and Hill, B. E. (2006) Compressible magma flow in a two-dimensional elastic-walled dike. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **246**, 241–250.
- 山科健一郎 (1986) 応力場と火山噴火. *火山*, **30**, S101–119.
- Yoshida, S. and Koyaguchi, T. (1999) A new regime of volcanic eruption due to the relative motion between liquid and gas. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **89**, 303–315.
- Zhang, Y. (1999) A criterion for the fragmentation of bubbly magma based on brittle failure theory. *Nature*, **402**, 648–650.

(編集担当 奥村 聡)