

# 火山の巨大噴火シミュレーション

課題責任者

鈴木 雄治郎 東京大学 地震研究所

著者

鈴木 雄治郎 東京大学 地震研究所

カルデラを形成するような巨大噴火と呼ばれる爆発的火山噴火では、噴煙が地表を流れ下る火砕流が100km近く広がり、上空へと巻き上げられた火山灰は噴煙の動きに乗って数千kmまで拡大する。火山灰はさらに大気風によって全地球へと拡散して気温低下の原因となる。実際の巨大噴火は観察されたことがないため、噴煙高度や拡大速度などのダイナミクスは解明していない。そこで本研究では、火山噴煙の3次元流体力学モデルを用いた大規模シミュレーションを行い、巨大噴火における火山噴煙ダイナミクスを解析した。火口での噴出率を変えたパラメータスタディの結果、噴出率の増加とともに噴煙柱形成から火砕流発生への遷移が再現された。さらに噴出率を増加させると、火砕流は火口から100kmまで到達し、その先端で上昇流が発生することによりリング状の噴煙上昇が観察された。火砕流先端からの上昇流は成層圏を越え高度60～70kmまで到達することが判明した。この高度はこれまでの想定よりも高く、このような超高層への噴煙の到達は、火山灰や火山性のエアロゾルが長期間に渡り大気にトラップされる可能性を示唆する。

キーワード：巨大噴火, 火山, 噴煙, 流体力学モデル, 火山防災

## 1. はじめに

カルデラを形成するような非常に大規模な火山噴火は、「巨大噴火」「破局噴火」「カルデラ噴火」などと呼ばれる。そのような巨大噴火は観察された記録はないが、カルデラやそれに伴う火山灰分布の地質学データから、数万年に1度のごく稀に発生していると考えられている [1]。

巨大噴火がひとたび発生すると、火砕物と呼ばれる破砕したマグマ（火山灰や軽石）と火山ガスの混合物が高温・高速で大気中に放出される。噴出物は火口での初期運動量によって数千m上空まで上昇するが、初期運動量を失うと地表に向かって下降し、最終的に地表を流れ下る火砕流を発生させる。噴出物は、その上昇過程もしくは火砕流の流下過程で周囲の大気を取り込むと、火砕物の熱によって取り込んだ大気を膨張させる。その結果、噴煙と呼ばれる噴出物と大気の混合物は浮力を得て上昇する。成層大気中で噴煙と大気密度が釣り合う浮力中立高度に到達すると、噴煙の上昇は弱まり、傘型噴煙として水平方向に拡大する。

巨大噴火では傘型噴煙や火砕流によって火砕物が広範囲に輸送される。大規模な火砕流は火山から数10～100kmの範囲を一瞬にして荒廃させる。傘型噴煙によって運搬される火砕物の中でも比較的粗粒なものは、噴煙下部から分離して数100～1000kmの範囲に堆積する。一方、傘型噴煙から分離しにくい細粒の火山灰は、大気風によって全地球を移流・拡散しながら大気中を滞留する。阿蘇山では約9万年前に巨大噴火が発生し、火砕流堆積物が火山から約100km離れた山口県でも確認されている。また、この時の傘型噴煙からの火山灰は日本全国を広く覆っていることが知られている [2]。

巨大噴火の噴煙高度や傘型噴煙半径の拡大率、火砕流の拡大速度などは地質学データから推定されているが、

それらは実際に観察されていないため巨大噴火のダイナミクスは十分に理解されていない。そこで本研究では、これまでに様々な噴煙観測の再現に成功した数値モデル [3,4,5] を使い、巨大噴火に伴う火山噴煙をシミュレーションし、噴火条件とダイナミクスの関係を明らかにすることを目的とする。

## 2. 手法・計算条件

巨大噴火における噴煙挙動を再現するため、Suzuki et al.[6] で提案された擬似ガスモデルを用いた。このモデルでは、火砕物は非常に小さく火砕物とガス成分は瞬時に平衡状態になるという仮定のもと、火砕物とガス成分をひとつの流体として扱い、ナビエ・ストークス方程式を基礎方程式とした。噴煙密度の非線形変化を再現するために、噴出物と大気の混合比によって比熱と気体定数を変化させて理想気体の状態方程式を用いた。

差分化した流体の基礎方程式は、高速ジェットの数値計算で使われる Roe スキーム [7] を用い数値計算を行った。計算グリッドには一般座標系を用い、火口から離れるにしたがってサイズが増加するように設定した。地表には反射条件、上面・側面は自由流入・流出条件を課した。

噴煙ダイナミクスに対する噴火強度の影響を調べるため、噴出率 (MFR: Mass Flow Rate) が  $10^9$ 、 $10^{9.5}$ 、 $10^{10}$ 、 $10^{10.5}$ 、 $10^{11}$  kg/s の5つの場合について計算を行った。その他の条件は表1に示す共通の値を用いた。初期条件として、標準的な熱帯大気構造を与えた。

## 3. 計算結果

### 3.1 流れのパターン

パラメータスタディの結果、噴出率によって噴煙の挙動が大きく異なる様子が再現された (図1)。噴出率が

$10^9$  kg/s の場合、火口からの噴出物のほとんど全てが噴煙柱として上昇し、火砕流は発生しなかった。噴煙は約 40 km まで上昇し、その後、高度 25 km で水平に拡大して傘型噴煙を形成した。噴出率が  $10^{9.5}$  kg/s の場合もほとんどの噴出物は噴煙柱として上昇するが Fountain と呼ばれる火口近傍の高濃度噴煙が不安定となり、散発的に火砕流が発生した。この場合、噴煙高度は 50 km 弱まで上昇し、高度 25 km で傘型噴煙が発達した。噴出率が  $10^{10}$  kg/s という高い値を持つと、ほぼ全ての噴出物が Fountain 構造から地表に流れ落ち、火砕流を形成した。火砕流は火口中心から水平に 30 km まで拡大し、その上面で大気と混合して軽くなった噴煙が上昇流を形成した。さらに噴出

表 1 計算の共通パラメータ

Variable	Value
Exit velocity	256 m/s
Exit temperature	1053 K
Exit water fraction	0.06
Exit density	$3.5 \text{ kg/m}^3$

率が高い場合 ( $10^{11}$  kg/s)、火砕流の到達距離は 70 km を超した。火口直上や火砕流中間部では上昇流はあまり発達せず、火砕流の先端で強い上昇流が発達した。図 2 から、火砕流先端からリング状に強い上昇流が発達していることが認められる。

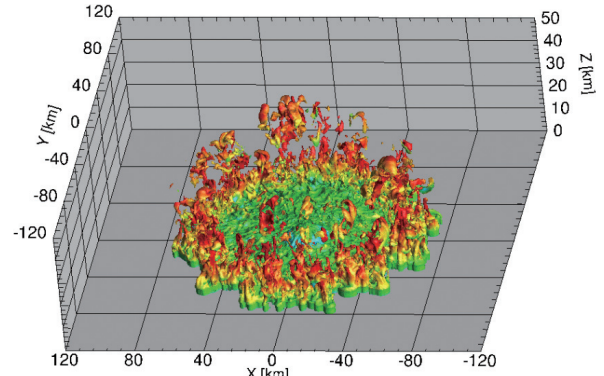


図 2 噴出率  $10^{11}$  kg/s の場合の噴火開始後 660 秒における噴出物質量分率 0.45 の等値面。色は上昇速度を表し、赤い部分は上昇流が強いことを示す。

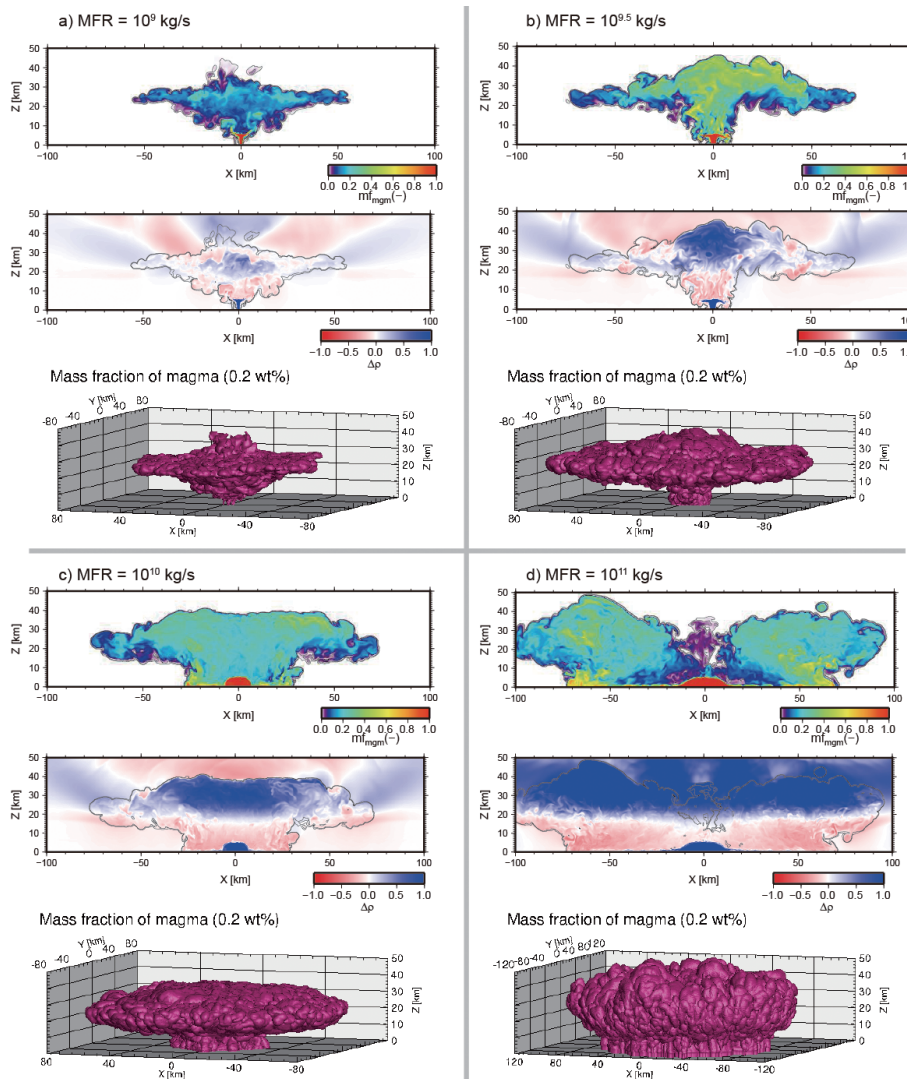


図 1 巨大噴火に伴う火山噴煙の 3 次元シミュレーション結果。噴出率 (MFR) が異なる 4 つの計算について、噴火開始後 800 秒後の火口を含む断面における噴出物質量分率と成層大気との密度差分布、噴出物が 0.2wt% 等値面の鳥瞰図を示す。Costa et al. [8] の Fig. 1 を利用した。

流れのパターンの違いは、噴煙上部の形状も影響を与える(図1)。噴煙柱が形成する場合と散発的な火砕流が発生する場合、上昇流は火山体上部に集中するため、噴煙上部は中心が盛り上がる top-hat 状を呈する。一方、噴出率が  $10^{10}$  kg/s で火砕流が発生する場合には、広範囲に渡る火砕流全体から上昇流が発生するため噴煙上部は平坦なテーブル状となる。さらに噴出率が高い  $10^{11}$  kg/s の場合には、火砕流先端からの上昇流が強いため、中心が凹んだドーナツ状の噴煙上部となった。

### 3.2 噴煙高度

流れのパターンの違いと噴煙上部形状の違いは、噴煙高度に強く表れる。図3は噴煙の最高高度  $H_t$  と傘型噴煙の拡大高度  $H_{MSL}$ 、浮力中立高度  $H_{NBL}$  を5つの噴出率の場合について示している。噴出率が  $10^{9.5}$  kg/s と  $10^{10}$  kg/s の間を境に、噴煙高度に2つのトレンドがあることが分かる。噴煙柱形成レジームである低噴出率側では、噴出率増加とともに各種の噴煙高度が増加する。噴出率が  $10^{10}$  kg/s で火砕流が発生すると、噴煙高度は噴煙柱形成レジームから急激に低下する。火砕流が発生する高噴出率側では、再び噴出率の増加とともに各種の噴煙高度は増加する。噴出率に対する噴煙高度の依存性は、最高高度が強く、傘型噴煙高度や浮力中立高度は小さい。

1次元単純モデル[9]の解析より、噴煙高度は一般に噴出率と噴煙・大気の混合効率に依存することが分かっている[10]。1次元モデルでは混合効率を与えなければならないが、3次元計算では噴煙・大気の乱流混合の仮定は必要ない。1次元モデル予測と3次元計算結果を比較することで、3次元噴煙での混合効率の振る舞いを推定できる。比較の結果(図3)、噴煙柱形成レジームと火砕流発生レジームで混合効率が大きく異なることが分かった。特に、3次元計算結果の傘型噴煙高度と浮力中立高度の実効的な混合効率は、噴煙柱形成レジームに比べて火砕流発生レジームは有意に大きいことが分かる。また、火砕流レジ

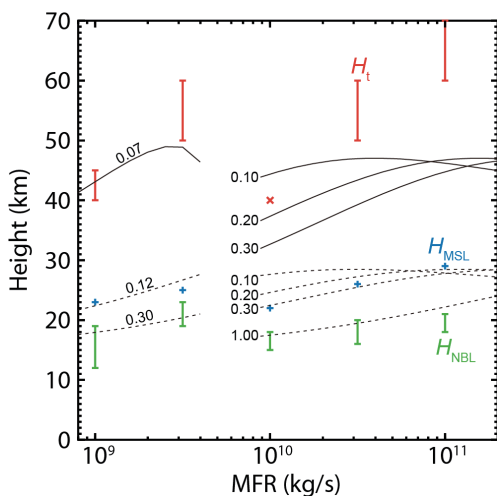


図3 シミュレーションで得られた噴出率に対する噴煙高度；最高高度  $H_t$  と傘型噴煙高度  $H_{MSL}$ 、浮力中立高度  $H_{NBL}$ 。実線と点線は1次元単純モデルでの予測高度で、数値は仮定した混合効率を表す。Costa et al.[8]のFig. 3を利用した。

ムでの噴煙最高高度は単一の混合効率で説明できないことが示された。

### 3.3 火砕流・噴煙の拡大

火砕流は発生とともにその先端は進行するが、十分に時間が経つとその到達距離は定常状態に落ち着く。3次元計算に基づく火砕流の到達距離(図4)は噴出率とともに増加し、その関係は

$$R_{CL} = 2.8 \times 10^{-4} (MFR)^{0.5}$$

で表される。この冪乗則はこれまで提案されてきたモデル予測[11]と整合的である。

本計算によって、傘型噴煙半径の時間変化を取得した(図5)。噴出率に関わらず、傘型噴煙半径は

$$R_{umb} = At^{2/3}$$

とう関係で説明できる。ただし、比例係数Aは噴出率が高いほど大きい値を持つ。この式で表される冪乗則は、重力流の単純モデル[12]で予測されたものと整合的である。

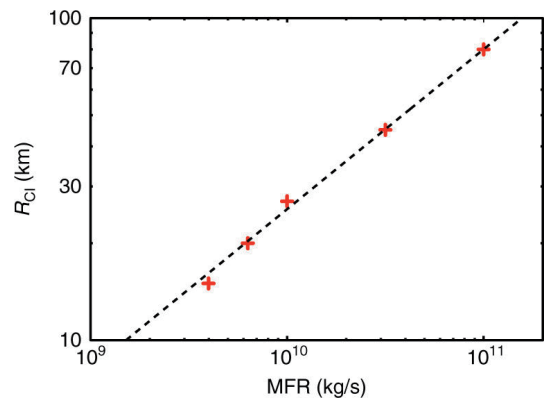


図4 シミュレーションで得られた噴出率と火砕流の到達距離半径の関係。Costa et al.[8]のFig. 2を利用した。

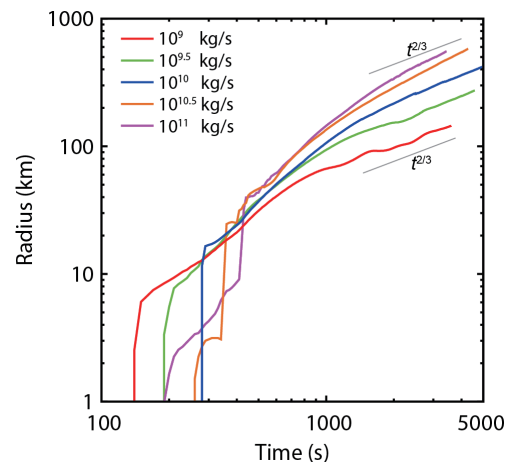


図5 シミュレーションで得られた傘型噴煙半径の時間発展。Costa et al. [8]のFig. 4を利用した。

## 4. まとめ

3次元数値モデルを用い、巨大噴火に伴う火山噴煙のシミュレーションを行った。その結果、噴煙高度、傘型噴煙高度と半径、火砕流の到達距離を求めることができた。噴煙の流れのパターンは噴出率によって大きく異なり、噴出率が非常に大きい場合には、火砕流先端からのリン



グ状の上昇流が形成することを初めて捉えた。流れのパターンの違いは噴煙と大気の混合効率に影響し、その結果、噴煙の最高高度や傘型噴煙高度の違いになる。特に、噴出率が  $10^{11}$  kg/s を超えるような噴火では、噴煙高度が 60 ~ 70 km まで達することが分かった。

#### 謝辞

本報告書は Costa et al. [8] の研究に基づく。本研究の一部は、科学研究補助費（課題番号 25750142, 17K01323）を使用した。

#### 文献

- [1] S. Self, “The effects and consequences of very large explosive volcanic eruptions,” *Philos. Trans. R. Soc. A*, vol.364, pp.2073–2097, 2006.
- [2] 町田洋, 新井房夫, 新編 火山灰アトラス, 東京大学出版会, 360p., 2003.
- [3] Y. J. Suzuki, and T. Koyaguchi, “A three-dimensional numerical simulation of spreading umbrella clouds,” *J. Geophys. Res.*, vol.114, B03209, 2009.
- [4] Y. J. Suzuki, and T. Koyaguchi, “3D numerical simulation of volcanic eruption clouds during the 2011 Shinmoe-dake eruptions,” *Earth Planets Space*, vol.65, pp.581–589, 2013.
- [5] Y. J. Suzuki, and M. Iguchi, “Determination of the mass eruption rate for the 2014 Mount Kelud eruption using three-dimensional numerical simulations of volcanic plumes,” *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, in press.
- [6] Y. J. Suzuki, T. Koyaguchi, M. Ogawa, and I. Hachisu, “A numerical study of turbulent mixing in eruption clouds using a three-dimensional fluid dynamics model,” *J. Geophys. Res.*, vol.110, B08201, 2005.
- [7] P. L. Roe, “Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes,” *J. Comput.*
- [8] A. Costa, Y. J. Suzuki, and T. Koyaguchi, “Understanding the plume dynamics of explosive super-eruptions,” *Nature Communications*, vol.9, pp.654, 2018.
- [9] A. W. Woods, “The fluid dynamics and thermodynamics of eruption columns,” *Bull. Volcanol.*, vol.50, no.3, pp.169–193, 1998.
- [10] Y. J. Suzuki, and T. Koyaguchi, “Effects of wind on entrainment efficiency in volcanic plumes,” *J. Geophys. Res. Solid Earth*, vol.120, doi:10.1002/2015JV012208.
- [11] M. I. Bursik, and A. W. Woods, “The dynamics and thermodynamics of large ash flows,” *Bull. Volcanol.*, vol.58, pp.175–193, 1996.
- [12] R. E. Holasek, A. W. Woods, and S. Self, “Experiments on gas-ash separation processes in volcanic umbrella plumes,” *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, vol.70, no.3, pp.169–181, 1996.

# Understanding the Plume Dynamics of Explosive Super-Eruptions

Project Representative

Yujiro Suzuki Earthquake Research Institute, The University of Tokyo

Author

Yujiro Suzuki Earthquake Research Institute, The University of Tokyo

Explosive super-eruptions can erupt up to thousands of  $\text{km}^3$  of magma with extremely high mass flow rates (MFR). The plume dynamics of these super-eruptions are still poorly understood. To understand the processes operating in these plumes we used a fluid-dynamical model to simulate what happens at a range of MFR, from values generating intense Plinian columns, as did the 1991 Pinatubo eruption, to upper end-members resulting in co-ignimbrite plumes like Toba super-eruption. Here, we show that simple extrapolations of integral models for Plinian columns to those of super-eruption plumes are not valid and their dynamics diverge from current ideas of how volcanic plumes operate. The different regimes of air entrainment lead to different shaped plumes. For the upper end-members can generate local up-lifts above the main plume (over-plumes). These over-plumes can extend up to the mesosphere. Injecting volatiles into such heights would amplify their impact on Earth climate and ecosystems.

**Keywords:** volcanic super-eruption, eruption cloud, turbulent mixing, volcanic hazard

## 1. Introduction

Explosive super-eruptions eject from several hundreds to thousands of  $\text{km}^3$  of magma at extremely high flow rates. Many of these eruptions have had significant impacts to the climate and ecosystems [1]. Explosive super-eruptions cover areas within hundreds km from the vent with thick pyroclastic flows, blanket continent-size regions with ash, and inject large quantities of aerosols into the atmosphere. Volatiles injected into the stratosphere can alter the Earth climate on a global scale even causing a volcanic winter that can persist for years to decades. On the other hand, tephra layers associated with these catastrophic events are invaluable chronological markers across the affected regions. The mass erupted during super-eruptions is orders of magnitude larger than the biggest eruptions experienced in historic times [2]. Estimates of mass flow rates (MFRs) during these super-eruptions, obtained from different independent approaches, suggest that they are extremely high, ranging from  $10^9$  to  $10^{11}$  kg/s.

Large explosive eruptions produce Plinian columns when the erupted mixtures of fragmented hot magma and gas entrain air, which heats up and expands making the plume buoyant. Above a critical MFR the eruption column becomes unstable and collapses, producing pyroclastic flows that spreads laterally on the ground. At high MFR, the dilute parts of the hot pyroclastic flows can also become buoyant as they also entrain air, forming a co-ignimbrite eruption plume that can rise up to the stratosphere carrying massive quantities of elutriated fine ash and volatiles.

## 2. Method and Simulation Inputs

In order to avoid making unrealistic assumptions, we investigate the plume dynamics using a three-dimensional computational fluid-dynamical code designed to describe the evolution of volcanic plumes and umbrella clouds [3]. The code simulates the injection of a well-coupled mixture of solid pyroclasts (ash) and volcanic gas (assumed to be water vapor) from vents of different shapes above a flat surface into a stratified atmosphere. The model does not consider particle sedimentation and particle decoupling but captures the plume dynamics.

We carried out seven simulations of eruption plumes with variable MFR:  $10^9$ ,  $10^{9.5}$ ,  $10^{10}$ ,  $10^{10.5}$ ,  $10^{11}$  kg/s. The tropical atmospheric structures were applied to initial atmospheric conditions. The other parameters were kept fixed in all of the simulations.

## 3. Results

Simulation results shows that the fluid dynamics of eruption cloud significantly changes depending on the MFR (Fig. 1). When the MFR is  $10^9$  kg/s, all the ejected material becomes buoyant to develop eruption column and spreading umbrella cloud. Approaching the critical MFR at  $10^{9.5}$  kg/s, the high concentrated cloud just above the vent, called as radially suspended flow, becomes unstable producing partial collapses, but the main plume still survives.

Increasing MFR up to  $10^{10}$  kg/s produces a total collapse of the radially suspended flow, which generates continuous fountaining to the ground, feeding pyroclastic density currents and increasing the radius of the hotter NBR, resulting in a basal

region (~60 km diameter) from where the large co-ignimbrite plume will develop (Fig. 1c). In this case, because of the vigorous rising velocities in the periphery owing to the more effective local air entrainment, the upper central portion of such a large plume has a relatively low mass fraction compared with the outer region. The resulting plume still maintains a mushroom shape but the plume top has flat, rather than cap.

A further increase of MFR up to  $10^{11}$  kg/s will produce a larger co-ignimbrite plume (>150 km in diameter). In this case, the vortices entrain air mainly at the periphery of the co-ignimbrite plume (Fig. 1d). This allows the periphery region of the co-ignimbrite plume to become much more buoyant and increase its velocity. Because of mass conservation, the vertical velocity in the inner part of the plume decreases. This regime results in the formation of a sort of toroid umbrella (donut-like shape), giving to the plume a depressed-cap mushroom shape. The maximum plume height is in the peripheral region rather than in the centre, and it reaches to ~50km. Some parts keep rising up to the mesosphere (60–70 km), which is extremely higher than previously expected.

### Acknowledgement

This report is based on the work by Costa et al. [4]. Part of this study was supported by KAKENHI (Nos. 25750142 and 17K01323).

### References

- [1] A. Robock., “Volcanic eruptions and climate,” *Rev. Geophys.*, vol.38, no.2, pp.191–219, 1998.
- [2] S. Self, “The effects and consequences of very large explosive volcanic eruptions,” *Philos. Trans. R. Soc. A*, vol.364, pp.2073–2097, 2006.
- [3] Y. J. Suzuki, T. Koyaguchi, M. Ogawa, and I. Hachisu, “A numerical study of turbulent mixing in eruption clouds using a three-dimensional fluid dynamics model,” *J. Geophys. Res.*, vol.110, B08201, 2005.
- [4] A. Costa, Y. J. Suzuki, and T. Koyaguchi, “Understanding the plume dynamics of explosive super-eruptions,” *Nature Communications*, vol.9, pp.654, 2018.

Fig. 1 Simulation results for the plumes with different MFRs. a)  $10^9$  kg/s, b)  $10^{9.5}$  kg/s, c)  $10^{10}$  kg/s, d)  $10^{11}$  kg/s. The figures show snapshots at  $t = 800$  s after the eruption initiation: vertical cross-sections of the mass fraction of the erupted mixture is 0.01 (a–d, upper panels); density difference relative to the atmospheric density (a–d, middle panels); three-dimensional isosurface where the mass fraction of the erupted mixture is 0.01 (a–d, lower panels). This figure is used from Fig. 1 in Costa et al. [4].

