

火山の瞬間的爆発噴火のシミュレーション

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

爆発的火山噴火では、高温の火山噴煙が浮力によって上昇し、高度数 km～数十 km まで達する。噴火が数十分から数時間継続するような連続的噴火では、その高度は火口での噴出率でスケーリングされることが次元解析モデルから予測され、室内実験や数値計算で確認された。一方、噴火継続時間の短い瞬間的噴煙放出が行われる場合には、噴火条件と噴煙高度の関係は十分に明らかになっていない。高精度 3 次元流体モデルを用い、瞬間的爆発噴火のシミュレーションを行った。噴火継続時間が異なると、渦輪・サーマル・ブルームというような流れの違いを生じることが分かった。噴火条件を変えたパラメータスタディの結果、噴煙高度は噴出率に加え噴火継続時間にも依存した。計算結果は、噴出条件と噴煙高度の関係がこれまでに提案されてきたスケーリングとは異なる傾向を示した。瞬間的噴火の噴煙高度に関するスケーリング則を求めるにはパラメータ空間を埋めるシミュレーション実施が課題として残るが、本研究では火山防災上で有用となる基礎データを取得することができた。

キーワード：火山，噴煙，流体力学モデル，火山防災

1. はじめに

爆発的な火山噴火では、高温の火山灰や軽石・火山ガスからなる混合物が火口から放出される。放出された混合物は上昇とともに周囲大気を乱流混合によって混合し、その混合大気を火山灰の熱で加熱・膨張させる。噴出物と混合大気からなる噴煙は、周囲大気よりも軽くなって浮力で上昇する。周囲大気は密度成層しているため、噴煙は大気密度と釣り合う浮力中立高度に達すると上昇をやめ、水平方向へと拡大する。大気中に浮遊する火山灰は航空機の障害となるため、噴煙の最高到達高度や浮力中立高度を正確に予測することが航空路安全の確保に重要となる。また、火山灰がどこまで拡散するかは噴煙高度に強く依存するため、噴火条件と噴煙高度の関係を明らかにすることが火山防災上で必須である。

噴火が数十分～数時間継続するような連続的爆発噴火では、噴煙はブルームとして上昇する。その噴煙高度は火口での熱フラックスに依存することが解析モデルによって予測された[1]。マグマ噴火の温度はおおよそ一定であると仮定すると、噴煙高度は質量フラックス（噴出率）に依存すると言い換えられる。

$$H_{plume} \sim N^{-3/4} \dot{m}_0^{1/4} \quad (1)$$

ここに、 H_{plume} は噴煙高度、 \dot{m}_0 は噴出率、 N は大気成層の強さを表すブランチーバイサラ振動数である。実際の火山噴煙はこのスケーリングでおおよそ説明できることが確認されている[2]。また、高精度 3 次元シミュレーションによっても、この関係が確かめられた[3]。ただし、実際には大気成層の強さ N は高さによって変化することや、火口付近に複雑な流れの構造が出来ることで、噴煙高度はこの予測から外れることが示されてきた[3, 4]。

噴火の継続時間が数秒もしくは 1 秒未満の瞬間的な爆発噴火では、噴煙はサーマルとして上昇することが予想される。連続的噴火とは異なり、サーマルの高度は総噴出

熱量もしくは総噴出質量に依存すると解析モデルによって予測された[1]。

$$H_{thermal} \sim N^{-1/2} M^{1/4} \quad (2)$$

ここに、 M は噴出質量である。瞬間的爆発噴火は一般的にブルカノ式噴火と呼ばれ、桜島火山を含めよく見られる

表 1：計算条件

Run No.	M (kg)	\dot{m}_0 (kg/s)	Δt (s)
214	1.0×10^8	2.0×10^8	0.5
216	1.0×10^8	1.0×10^9	0.1
217	1.0×10^8	5.0×10^8	0.2
218	1.0×10^7	1.0×10^7	1.0
219	1.0×10^7	5.0×10^6	2.0
220	1.0×10^7	2.5×10^6	4.0
222	1.0×10^5	5.0×10^6	0.02
223	1.0×10^7	2.5×10^6	4.0
253	1.0×10^6	2.5×10^5	4.0
254	1.0×10^6	1.0×10^7	0.1
255	1.0×10^6	2.5×10^6	0.4
256	1.0×10^6	1.0×10^6	1.0
257	1.0×10^6	1.0×10^8	0.01
258	1.0×10^6	5.0×10^6	0.2
259	1.0×10^7	1.3×10^6	8.0
260	1.0×10^7	2.0×10^6	5.0
261	1.0×10^7	5.0×10^6	2.0
262	1.0×10^6	5.6×10^5	1.8
263	1.0×10^6	5.0×10^6	0.2
264	8.3×10^5	4.6×10^5	1.8
266	1.0×10^6	1.0×10^5	10.0
268	1.0×10^8	1.0×10^5	1000.0
269	1.0×10^8	1.3×10^5	800.0
273	1.0×10^6	1.3×10^5	8.0

火山現象のひとつである。瞬間的爆発噴火の規模は連続的噴火よりも小さいものの頻度が高いため、その噴煙ダイナミクスの理解が重要な課題である。このような噴火では噴出条件を正確に見積もることが難しいため、式2の関係を観測データで実証することができない。そのため、本研究では、瞬間的噴火における噴火条件と噴煙高度の関係を数値シミュレーションによって明らかにすることを目的とした。

2. 手法・計算条件

噴煙が浮力を得るための大気混合において、乱流混合が本質的な役割を果たす。乱流混合を正しく再現するために、本研究ではSuzuki et al. [5]によって開発された高精度の3次元数値モデル SK-3D を用いた。圧縮性ナビエ・ストークス方程式を基礎方程式とし、状態方程式は理想気体のものを使用している。このモデルは、噴出する火山ガスと火山灰を一つの理想気体として扱い、大気と混合した場合には噴出物と大気の混合比によって比熱比を変化させることで噴煙の状態方程式を表現している。モデルは、基礎方程式を有限差分法で離散化し、空間3次精度・時間2次精度の圧縮性流体スキームを用いている。

一般座標系を使い空間を分割した。火口近傍では小さなグリッドによって細かな渦構造を再現し、火口から離れるにしたがってグリッドサイズを大きくして広い計算領域を確保した。ただし、グリッドサイズは火口半径よりも大きくならないように制約を与えた。地表面は摩擦なしの境界条件とし、その中心にある円形の火口からマグマ物質の噴出条件を与えた。計算領域の側面と上面は流入・流出条件とした。風のない中緯度大気を初期条件として与えた。初期の大気構造は水平方向に一定と仮定した。

与えられた初期条件・境界条件に対し、火口での噴出率と噴出時間を変化させた計算を行った。総噴出量 M と噴出率 \dot{m}_0 、噴火継続時間 Δt の関係は以下で与えられる。

$$M = \dot{m}_0 \Delta t \quad (3)$$

また、噴出率は火口半径 R_0 と噴出速度 w_0 から以下で決まる。

$$\dot{m}_0 = \pi R_0^2 \rho_0 w_0 \quad (4)$$

初期密度 ρ_0 は状態方程式を用い、マグマ物質の温度と噴出物中に含まれる火山ガス（水蒸気）の質量分率から見積もられる。

$$\rho_0 = P / (n R_g T_0) \quad (5)$$

ここに R_g は水蒸気の気体定数(462 J/K kg)である。本研

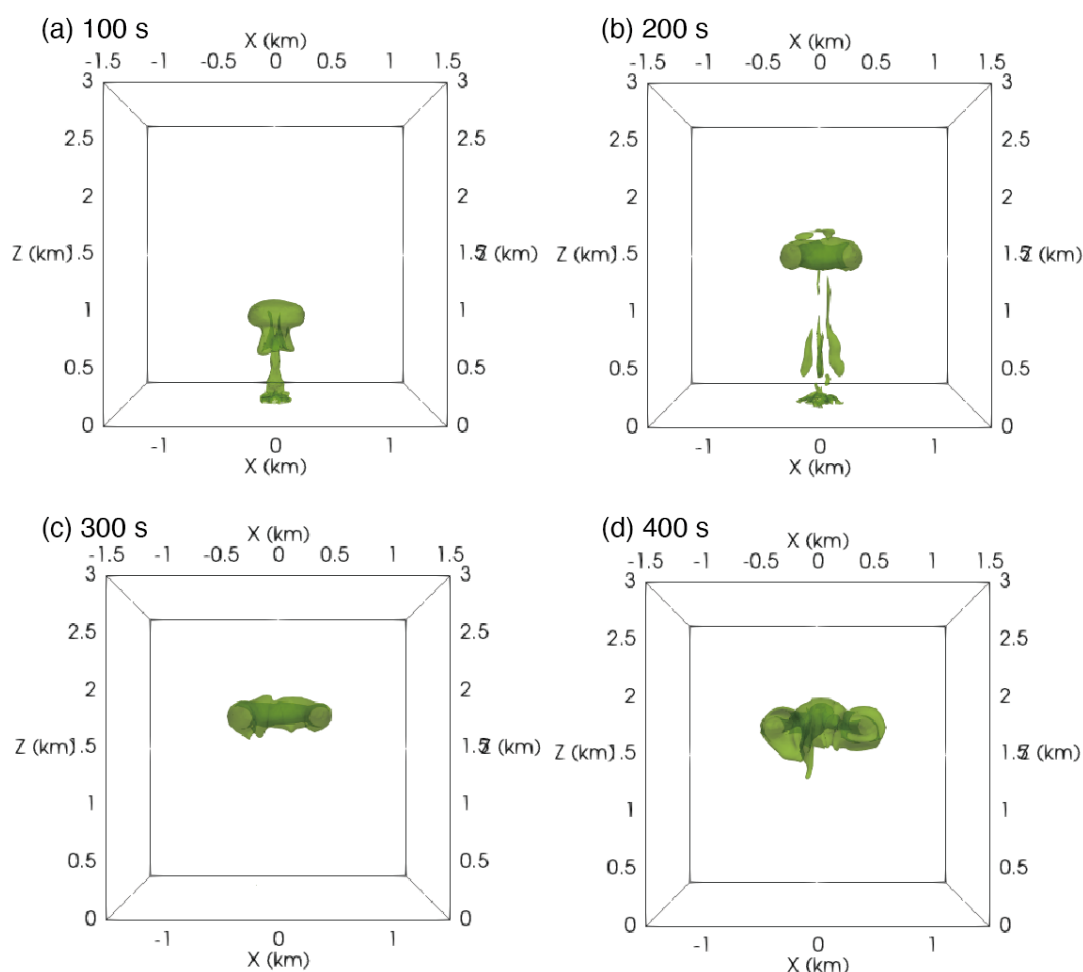


図1：噴火継続時間が0.4秒の場合（Run 255）の火山噴煙3次元シミュレーション結果。噴火開始後(a)100秒後、(b)200秒後、(c)300秒後、(d)400秒後における噴出物の質量分率が0.001の等値面を示す。

究では、 T_0 を1053 K、 n を0.04と設定した。噴出量・噴出率・噴出時間を変化させた計算を行った。計算条件を表1に示す。

3. 計算結果・議論

シミュレーションの結果、噴火継続時間によって噴煙の形態が大きく異なった。噴火継続時間が0.4秒と非常に短い場合 (Run 255)、火口から出た噴煙は渦輪を作りながら上昇した (図1)。噴火直後は頭部の後ろに火口までつながるような希薄なテールが形成した (図1a, b)。その後、ドーナツ状の渦は激しく回転を続け、上昇を続けた。この渦による周囲大気の混合は小さく、その径はあまり拡大せず、高度1.5~2.0 kmまで上昇した (図1c, d)。浮力中立点に達した渦はそこで滞留し、時間とともに拡散する様子が観察された。

噴火継続時間が4秒の場合、顕著な渦輪は形成せずサーマルとして上昇した (Run 220; 図2)。不規則な渦構造によって周囲大気を取り込み、上昇とともに噴煙体積は拡大した (図2a, b)。高度2 km程度で噴煙と大気の密度が釣り合っ浮力中立点となった。サーマルはこの高度に滞留し、時間の経過とともに拡散し拡大した。

さらに噴火継続時間が長い場合 (800秒; Run 269)、噴煙はブルームとして上昇した。噴火開始から200秒程度までは、噴煙柱の発達段階で、時間とともにその高度が増加した。噴火開始後200秒程度で噴煙は最高高度6 kmに達した。その後浮力中立点 (4km) を中心に同心円状に傘型噴煙として拡大した。噴火開始後800秒後には、傘型噴

煙の半径は2.5 kmまで達した (図3d)。

図4では、噴出条件を変えたパラメータスタディから得られた噴煙高度を火口直径で規格化し、式1, 2のスケールパラメータでプロットした。パラメータスタディの結果は、式1で予測されたブルーム高度とは異なる傾向を示した (図4a)。また、式2で予測されたサーマル高度とも異なる傾向を示した (図4b)。これらの結果は、単純なスケール則では瞬間的爆発噴火の噴煙高度を説明することが出来ないことを示唆している。噴煙高度を予測するためには、噴火継続時間 Δt を含めた新たなスケール則が必要で、本研究の計算結果の解析と追加計算を更に進めなければならない。

謝辞

本研究の一部は、科学研究補助費 (課題番号25750142, 17K01323) と文部科学省「次世代火山研究・人材育成総合プロジェクト」の補助を受けた。

文献

- [1] B. R. Morton, G. L. Taylor and J. S. Turner, "Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources", Proc. R. Soc. Lond. A, 234, 1 - 23, (1956).
- [2] L. G. Mastin, et al., "A multidisciplinary effort to assign realistic source parameters to models of volcanic ash-cloud transport and dispersion during eruptions", J. Volcanol.

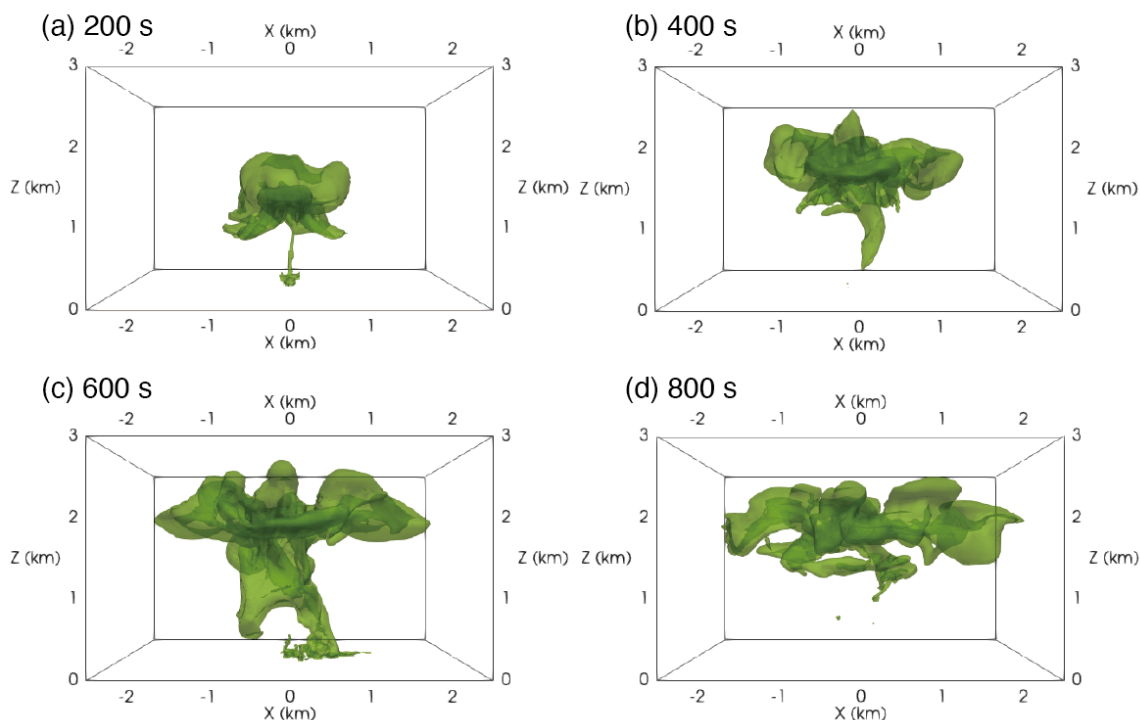


図2: 噴火継続時間が4秒の場合の火山噴煙3次元シミュレーション結果 (Run 220)。噴火開始後(a)200秒後、(b)400秒後、(c)600秒後、(d)800秒後における噴出物の質量分率が0.001の等値面を示す。

- Geotherm. Res., 186, 10-21, (2009).
- [3] Y. J. Suzuki and T. Koyaguchi, “A three-dimensional numerical simulation of spreading umbrella clouds”, J. Geophys. Res., 114, B03209, (2009).
- [4] Y. J. Suzuki, A. Costa and T. Koyaguchi, “On the relationship between eruption intensity and volcanic plume height: Insights from three-dimensional numerical simulations”, J. Volcanol. Geotherm. Res., 326, 120-126, (2016).
- [5] 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., 110, B08201, (2005).

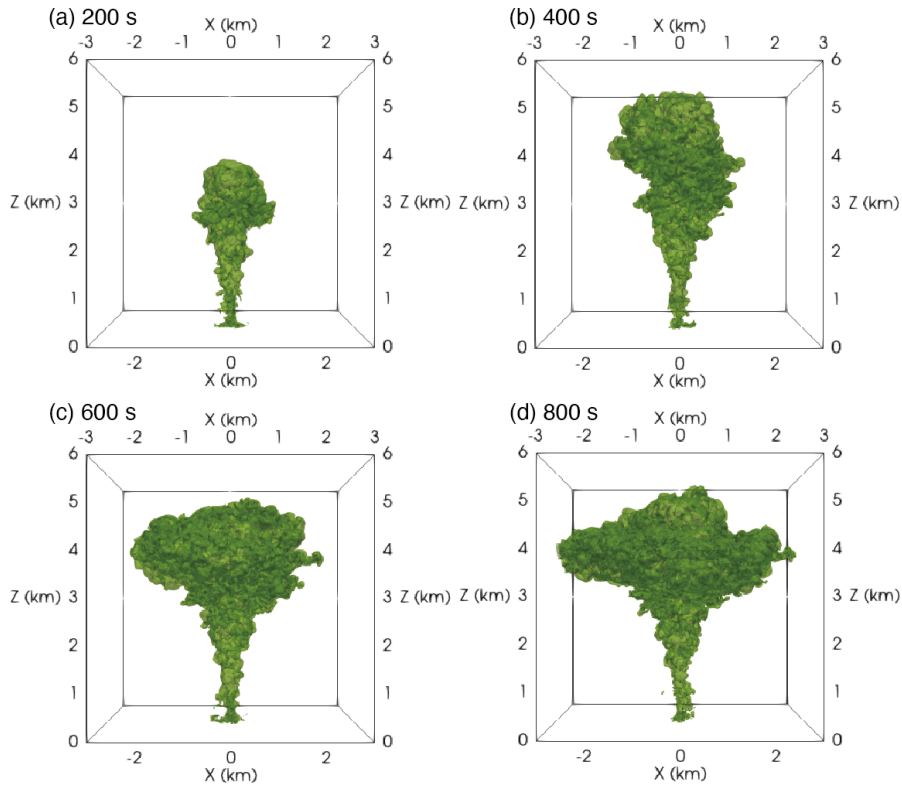


図 3 : 噴火継続時間が 800 秒の場合の火山噴煙 3 次元シミュレーション結果 (Run 269). 噴火開始後 (a)200 秒後, (b)400 秒後, (c)600 秒後, (d)800 秒後における噴出物の質量分率が 0.001 の等値面を示す.

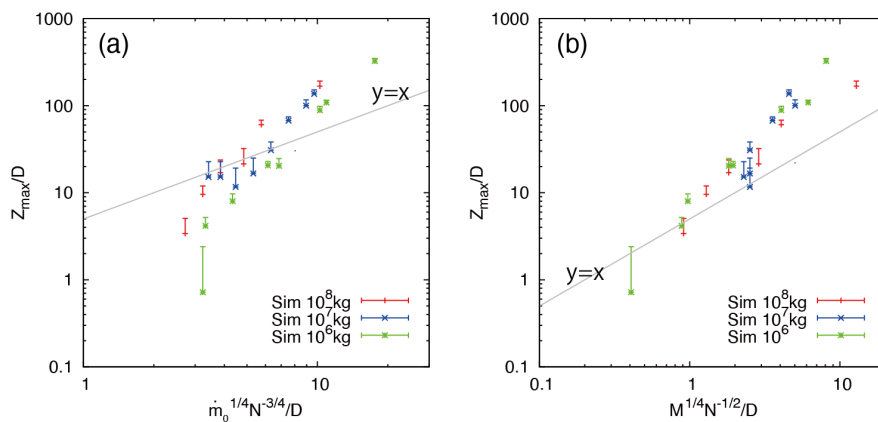


図 4 : 3 次元シミュレーションから得られた噴出条件と噴煙高度の関係. 横軸は解析モデル[1]から得られた (a) プルームと (b) サーマルのスケーリングパラメータとし, 両軸を火口 D で規格化している. 3 次元シミュレーションの結果は, 解析モデルのスケーリング ($y = x$ の直線) よりも傾きが大きいことが分かる.

Numerical Simulations of Vulcanian-type Eruptions

Project Representative

Yujiro Suzuki

Earthquake Research Institute, The University of Tokyo

Author

Yujiro Suzuki

Earthquake Research Institute, The University of Tokyo

In explosive volcanic eruptions, hot volcanic plumes rise due to buoyancy and reach altitudes of several kilometers to tens of kilometers. In the case of instantaneous emission of eruption clouds, the relationship between the eruption condition and the plume height has not been fully understood. We performed simulations of instantaneous volcanic eruptions using a highly accurate three-dimensional fluid-dynamics model. The simulation results showed that a flow pattern changes depending on eruption conditions; vortex ring, thermal, and plume. The plume height depended on the duration of eruption as well as the mass eruption rate. The relationship between the ejection condition and the plume height is different from the scaling that has been proposed by the previous analytical models.

Keywords : volcanic eruption, Vulcanian-type, thermal, plume height

1. Introduction

In an explosive volcanic eruption, hot ash and a mixture of pumice and volcanic gas are emitted from the crater. As the released mixture rises, it mixes the surrounding atmosphere by turbulent mixing, and the mixed atmosphere is heated and expanded by the heat of the volcanic ash. The plume consisting of ejecta and mixed atmosphere becomes lighter than the surrounding atmosphere and rises by buoyancy. Since the atmospheric density is stratified, the volcanic plume stops rising when it reaches a buoyancy neutral height that balances with the atmospheric density. Accurate prediction of the ultimate altitude and buoyancy neutral altitude is important for aviation safety. In particular, it is essential for volcanic disaster prevention to clarify the relationship between the volcanic eruption conditions and the volcanic plume height.

The height of eruption cloud was predicted by the previous analytical models [1]. When the eruption is continuous, the cloud rises as volcanic plume and their heights are scaled mainly by the mass flow rate, \dot{m}_0 , as:

$$H_{plume} \sim N^{-3/4} \dot{m}_0^{1/4} \quad (1)$$

where N is the Brunt-Väisälä frequency. In the case that the eruption is instantaneous, on the other hand, the eruption cloud rises as volcanic thermal and their heights are scaled by the total mass of ejected mixture, M , as:

$$H_{thermal} \sim N^{-1/2} M^{1/4}. \quad (2)$$

In this study, we have performed numerical simulations of instantaneous volcanic eruptions and compared the simulation results with the equations 1 and 2.

2. Method and Simulation Settings

In order to correctly reproduce the turbulent mixing inside and outside of eruption clouds, we use a three-dimensional numerical model with a high accuracy [2]. This is a pseudo-gas model in

which the mixture of the ejected material such as volcanic gas and ash and the entrained air is treated as a single gas. The basic equation is the Navier-Stokes equation for compressible flow and was discretized by a finite difference method. A general coordinate system was employed.

The eruption conditions were defined from the combination of total mass, mass flow rate, and duration of eruption as:

$$M = \dot{m}_0 \Delta t. \quad (3)$$

The mass flow rate was calculated from

$$\dot{m}_0 = \pi R_0^2 \rho_0 w_0, \quad (4)$$

where R_0 is the vent radius. The initial density of the ejected mixture, ρ_0 , is estimated from the equation of state

$$\rho_0 = P / (n R_g T_0), \quad (5)$$

where P is the pressure, n ($= 0.04$) is the water content, R_g ($= 462$ J/K kg) is the gas constant of volcanic gas (water vapor), and T_0 ($= 1053$ K) is the magma temperature.

3. Results

Simulation results showed the different flow patterns depending on the duration of eruption. When the eruption duration is short (0.4 s; Run 255), the eruption cloud generated a vortex ring (Fig. 1a). As the eruption duration become longer (4.0 s; Run 220), the cloud rose as a thermal (Fig. 1b). If the eruption is long (800 s; Run 269), the cloud developed a plume (Fig. 1c).

A parametric study with different mass flow rate and eruption duration was performed. Fig. 2 compiled the results of parametric study. The heights of eruption cloud increase with the increase in mass flow rate or total mass. The 3D simulation results deviated from the plume height predicted by the previous model which (Fig. 2a). They also deviated from the prediction of thermal height (Fig. 2b). On the basis of the analyses of the present results and the additional simulations, it is required to find a new scaling of eruption cloud height for instantaneous eruptions.

Acknowledgement

This study was partially supported by KAKENHI (Grant No. 25750142 and 17K01323) and MEXT “Integrated Program for Next Generation Volcano Research and Human Resource Development”.

References

[1] B. R. Morton, G. L. Taylor and J. S. Turner, “Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources”, Proc. R. Soc. Lond. A, 234, 1 – 23, (1956).
 [2] 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., 110, B08201, 2005.

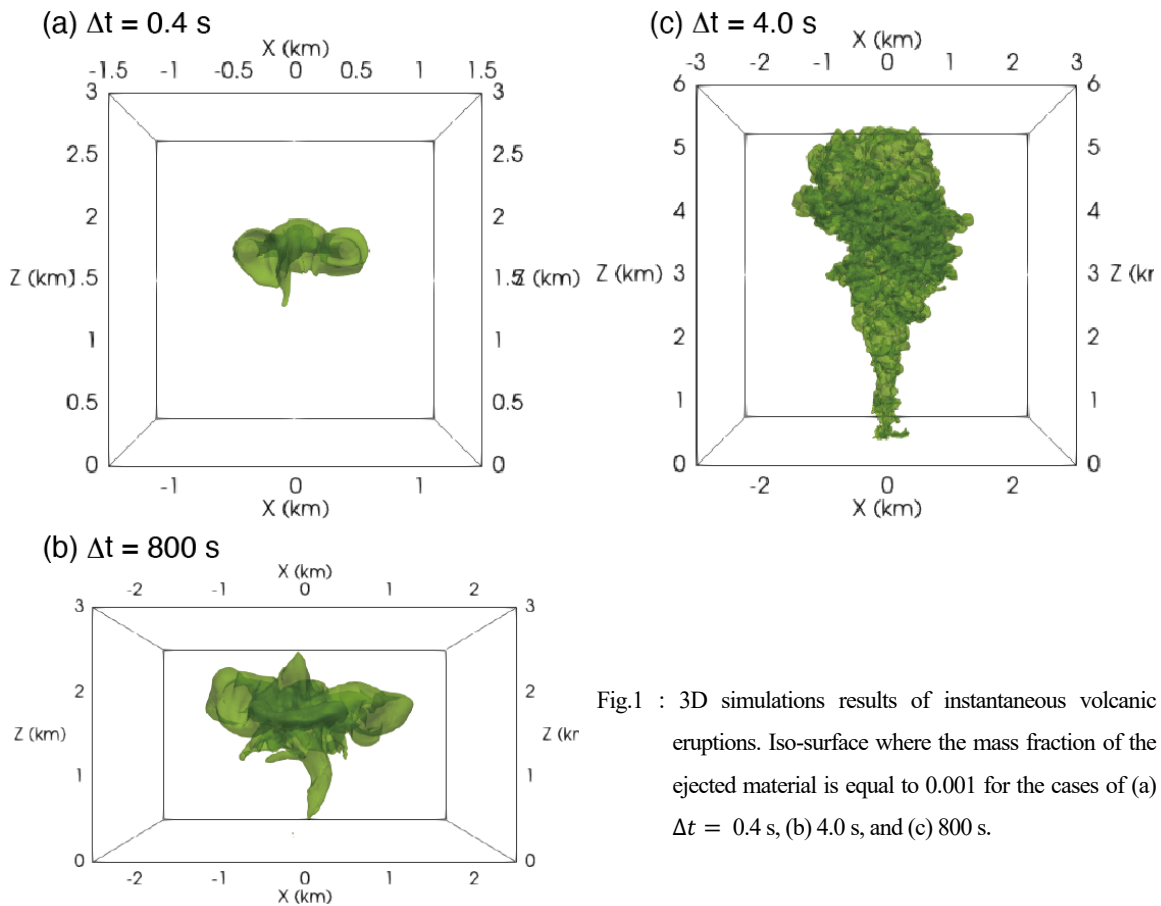


Fig.1 : 3D simulations results of instantaneous volcanic eruptions. Iso-surface where the mass fraction of the ejected material is equal to 0.001 for the cases of (a) $\Delta t = 0.4$ s, (b) 4.0 s, and (c) 800 s.

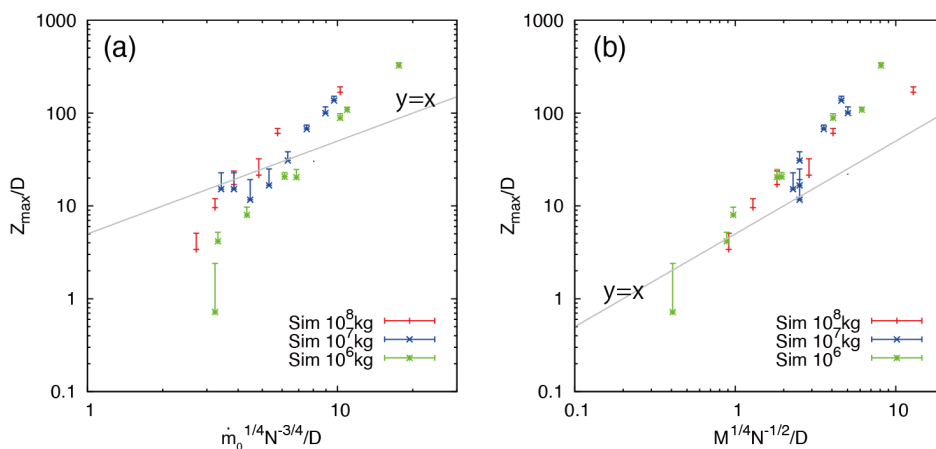


Fig. 2 : Heights of volcanic eruption clouds simulated by the 3D model. The horizontal axis are the scaling parameters proposed by the analytical model [1] for (a) plume and (b) thermal.