多流体近似に基づく火山噴煙柱のラージエディシミュレーション* (噴煙柱内部における火山灰の輸送過程)

Large-Eddy Simulation of a Volcanic Plume Based on a Multi-Fluid Approximation
(Transport Process of Volcanic Ash inside a Plume)

須藤 仁**
SUTO Hitoshi

服部 康男**
HATTORI Yasuo

土志田 潔**
TOSHIDA Kiyoshi

Abstract The large-eddy simulation (LES) of a volcanic plume based on a multi-fluid approximation was performed. After the impact of subgrid scale (SGS) turbulence models on the structure of a volcanic plume was assessed, the transport process of volcanic ash inside a plume was investigated. The simulation results showed that the selection of SGS turbulence models could lead to impact on the plume structure such as the plume height and ascending velocity. Concerning the transport process of volcanic ash, the spatial distributions of particles with different sizes was not identical mainly because of the difference in mean vertical velocity. This supports the validity that the sedimentation rate is used as a parameter in existing source term models for long-range transport simulation of volcanic ash. However, this also suggests that existing source term models based on the one-fluid approximation can cause considerable approximation error for large particles.

Keywords: Volcanic plume, Multi-fluid approximation, Large-eddy simulation,
Transport process, Volcanic ash

1. 緒言

火山噴火に伴う降下火山灰の把握は、電力等の基幹施設、交通、農業、健康等に対する影響評価の観点から重要である。そのため、過去の噴火事例に対して、文献調査、地形・地質調査、数値解析等を用いた評価が行われてきている。火山灰が降下する位置や量は、気流等の気象要素とともに、噴煙の上昇過程での運動の影響を強く受ける。特に、爆発的な噴火に伴う噴煙の上昇過程において、乱流はその運動様式（噴煙柱、火砕流等）を決定づける重要な要素の一つとなる。

噴煙の上昇過程（噴煙柱内部）での火山灰の運動を対象にした数値解析に着目すると、複雑な運動を簡易に表現する経験式や一次元・一流体への近似を用いた手法[1, 2]等の研究が1970～1980年代に進められ、それらは気象要素を加味した広域への輸送解析のソース項モデル（火口上方での火

山灰放出量の鉛直分布の推定手法）としても発展している[3]。ただし、噴煙柱内部での粒径に応じた火山灰運動に対する理解は十分でなく、そのような簡易表現に基づくソース項モデルの高度化には更なる検討が望まれる。一方、近年では、非定常現象の再現に優れたラージエディシミュレーション（LES）を噴煙柱に適用する試みも行われるようになっており[4-6]、LESで利用するサブグリッドスケール（SGS）乱流モデルの影響が小さくなるまで空間解像度を上げた解析も報告されている[7, 8]。このような解析は、上述の噴煙柱内部の火山灰運動の現象解明にも有用な手段となるものと期待される。特に、比較的低い格子解像度の下で噴煙運動の再現を可能とすることは実用上有益と考えられるが、噴煙柱のLESで利用するSGS乱流モデルの扱いについて統一的な見解は得られておらず[4-6]、気体と火山灰に対す

* 2015.11.13 受付

** (一財) 電力中央研究所 地球工学研究所 〒270-1194 千葉県我孫子市我孫子 1646

TEL: (04) 7182-1181 FAX: (04) 7184-7142 E-mail: suto@criepi.denken.or.jp

る SGS 乱流のモデリングについて不明な点が残されている。

本研究では、粒径に応じた粒子運動を個別に評価可能な多流体近似に基づく噴煙柱の LES を行う。噴煙柱解析に対する SGS 乱流モデルの影響を評価した上で、周囲への火山灰降下分布に対する影響の視点から、噴煙柱内部での火山灰の輸送過程を調査する。

2. 計算手法

本計算に用いるコードは、多流体近似を基本とする Neri et al.[4, 5]のモデルの概念を採用し、オープンソースコード FrontFlow/red (Ver.3.0) に改変を加えたものである。気体と様々な粒径の火山灰を複数の相に分類し、各相に対する質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式を基礎方程式とする。気体相と各気体成分に対しては、次の通り表現される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{v}_g) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g y_j) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g y_j \mathbf{v}_g) = 0, \quad j = 1, \dots, M \quad (2)$$

$$\varepsilon_g \rho_g \frac{D\mathbf{v}_g}{Dt} = -\varepsilon_g \nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + \varepsilon_g \rho_g \mathbf{g} + D_{g,k}(\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_g) \quad (3)$$

$$\varepsilon_g \rho_g \frac{Dh_g}{Dt} = \nabla \cdot (k_g \varepsilon_g \nabla T_g) + \sum_{s=1}^N Q_s(T_s - T_g) + \varepsilon_g \frac{DP}{Dt} \quad (4)$$

火山灰の粒子相 ($s = 1, 2, \dots, N$) に対しては、次の通りとなる。

$$\frac{D}{Dt}(\varepsilon_s \rho_s) = 0 \quad (5)$$

$$\varepsilon_s \rho_s \frac{D\mathbf{v}_s}{Dt} = -\varepsilon_s \nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_s + \varepsilon_s \rho_s \mathbf{g} - D_{g,s}(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g) + \sum_{p \neq s}^N D_{s,p}(\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_s) \quad (6)$$

$$\varepsilon_s \rho_s \frac{Dh_s}{Dt} = \nabla \cdot (k_s \varepsilon_s \nabla T_s) - Q_s(T_s - T_g) \quad (7)$$

ここで、 D/Dt は実質微分を表す。気体密度の導出には、理想気体の状態方程式が併用される。応力項・拡散項(式(3)・式(6)の右辺第2項、式(4)・式(7)の右辺第1項)として、先行事例[4, 5, 9, 10]を参考に、SGS 乱流、衝突等に起因する粒子粘性、粒子間クーロン反発力の効果を表現するモデル

を採用する。気体相の SGS 乱流モデルとして、一般に広く用いられている Smagorinsky モデル(SM)または、SGS における抗力の影響を加味した Yuu モデル(YM) [9, 10]、粒子相の SGS 乱流モデルとして、粒子の緩和時間と気流の渦の持続時間との関係を考慮した Hinze の提案式(HM) [9-11]を用いる。SGS 乱流 Prandtl 数、SM の Smagorinsky 定数はそれぞれ 0.5、0.1 に、YM のモデル定数は文献[9, 10]に倣い設定する。なお、HM は粒子相の SGS 乱流粘性係数と気体相の SGS 乱流粘性係数とを関連付けるものであり、両者の関係は粒子の緩和時間と気流の渦の持続時間に依存するものとなる。また、SM、YM、HM で仮定する流動条件は、噴煙柱内部の流動に厳密に適合するものではないが、一方で、噴煙柱現象に立脚した SGS 乱流モデルとして提案されたものは見当たらない。ここでは、噴煙柱や粒子流れの解析に過去に利用されているものとして、これらの SGS 乱流モデルを選択する。粒子粘性効果は、ひずみ速度成分に粒子濃度に応じた粘性係数を乗じる簡易なモデル式で与える[4, 5]。離散化として、粒子相の各保存式の移流項にのみ三次精度 TVD スキーム、その他に二次精度中心差分法を用いる。境界条件として、側方境界には流入・流出を許容する解放条件[12]、上方境界にはスリップ・断熱条件、地表境界には粘着・等温条件を適用する。

噴煙柱を対象とする解析条件を Table 1 に示す。実規模の噴煙柱(気相のレイノルズ数 $Re=1.3 \times 10^9$ 、レイリー数 $Ra=8.0 \times 10^{16}$)を想定し、カーチアン座標系に直方体の計算領域を設定する。同表の格子間隔(max, min)は、単一の格子配置に対応するものであり、計算領域内で不等間隔に(噴煙柱の中心軸と火口付近に密に)配置される格子間距離の最大・最小値を表している。粒子は粒径を基に3相に区分する。噴出温度、噴出速度、噴出物の質量分率、大気の成層状態(標準大気)、格子条件を固定し、SGS 乱流モデル(気体相 SM+粒子相モデルなし、または気体相 YM+粒子相 HM)を変化させる。これらの SGS 乱流モデルの組み合わせは、既往の解析例に準じている[4, 5, 9, 10]。水平方向・鉛直方向の領域サイズは、事前の予備解析により噴煙柱構造に及ぼす境界の影響が十分小さいことを確認したものである。格子解像度(最小値)は、SGS 乱流モデルの影響が明確となるように既存の事例($dx_{\min}/d=0.05 \sim 0.1$,

$dz_{\min}/d=0.05\sim0.1$) [5,7,8]に比べて低く設定する。

コードの妥当性は、既往の実験結果[13, 14]との対比が可能な浮力プルーム($Ra=5.4\times10^8$)、単相噴流・固気混相噴流($Re=7.9\times10^3$)を対象に別途確認した[15]。単相噴流・固気混相噴流では等温条件を想定しているため、温度場が流動に影響を及ぼすことはないが、同じ基礎方程式系で温度場の計算も行った。Fig. 1 に、その一例を示す。乱流場の主要なスペクトル帯域(等方乱流の慣性小領域に対応する $-5/3$ 乗減衰、浮力乱流場に観察される -3 乗減衰[16])を捉えた格子系の採用時に、両者は良好に一致した。また、実規模の噴煙柱に対して、Table 1 の条件の格子を用いた噴煙柱の熱流動場のエネルギースペクトルが、乱流現象に対応する主要なスペクトル帯域を捉え、上述の実験との対比で良好な結果の得られた格子条件と対応することも確認した。Fig. 2 に、その一例として、高度 3km における中心軸上の温度のパワースペクトルを示す。表示位置($x=0[km]$, $z=3[km]$)における水平方向、鉛直方向の格子間隔 dx/d , dz/d はそれぞれ 0.2, 1.2 である。このとき、噴出速度に応じた噴煙形状の定性的な変化に対して、解析結果は既往の知見[2]と整合した。

3. 噴煙柱解析に対する SGS 乱流モデルの影響評価

Fig. 3 に、瞬時の粒子濃度(粒子相 1 の体積分率、噴火より約 50 分後)の断面分布を示す。ただし、ここでは噴煙柱内部の濃度変化がわかるようにカラーの閾値を調整しており、噴煙柱全体の構造(後述の Fig. 7 参照)を視認できない点に留意されたい。SM のケースでは、赤色の高濃度領域が上方に向かって値を低下させながら拡散し

ている。一方、YM/HM のケースでは、赤色の高濃度領域が、 $z=2.5[km]$ 付近に停滞し、上方への輸送が抑制されているように見える。爆発的な噴火

(a) Mean value and turbulent intensity of temperature in a single-phase buoyant plume (Θ : mean temp., θ_{rms} : turbulent intensity of temp.)

(b) Mean velocity in a single-phase jet and a gas-particle multi-phase jet

Fig. 1 Streamwise distribution on the central axis.

Table1 Computational conditions.

Temperature at vent (gas / particles) [K]	1000 / 1000, 1000, 1000
Velocity at vent W_0 (gas / particles) [m/s]	200 / 200, 200, 200
Particle diameter (P1, P2, P3)[μm]	64, 280, 1100
Mass fraction at vent (gas / particles)	0.03 / 0.323, 0.323, 0.323
SGS model (gas / particles)	SM / -, YM / HM
Horizontal grid spacing dx/d ($=dy/d$) (min, max)	0.2~3.0
Vertical grid spacing dz/d (min, max)	0.4~9.0
Domain size Lx/d , Ly/d , Lz/d	400, 400, 300
Total number of grid points $n_x \times n_y \times n_z$	123x123x114
Diameter of vent d [m]	100

SM: Smagorinsky model, YM /HM: the combination of Yuu model and proposal equation of Hinze

では、高密度・高温の粒子と気体の混合物が火口から噴出するが、両ケースにおける結果のいか離は、上昇過程の運動量、高密度混合物に作用する重力、乱流による周囲気体の取り込み・加熱膨張により獲得される浮力のバランスの変化により生じるものと理解できる。

このような変化の状況を詳しく調べるため、Fig. 4、Fig. 5 にそれぞれ、鉛直方向速度の平均値・変動強度の中心軸上分布と、それらの高度 3km における半径方向分布を示す（温度、粒子濃度は、以下に示す特徴について類似の傾向を示すことが確認されたため省略する）。これらは、中心軸付近の分布が概ね定常となることが確認された噴火後から約 100-120 分の時刻を対象に統計処理したものである。ここに示す変動強度は、LES において直接表現されるグリッドスケール（GS）の値であり、乱れの散逸が支配的な SGS での効果を含まない。鉛直分布において、平均速度は一旦低下し、その後回復する特異な分布を呈する。ここでの局所的な速度の落ち込みは、運動量支配の運動から浮力支配の運動への遷移過程で生じるものである[2]。浮力の獲得により運動量が増加する高度 3~6km 付近において、YM/HM ケースでは、SM ケースに比べて速度は低く変動強度はわずかに大きい。結果として、YM/HM ケースの噴煙到達高度（速度がゼロとなる位置）は 2km 程度低くなる。YM/HM ケースにおいて速度の回復が比較的緩やかであることは、Fig. 3 に見られた濃度分布と対応する。また、高度 3km において、半径方向への広がりや平均値、変動強度ともに YM/HM ケースがより大きくなっている。従

Fig. 2 Power spectrum of temperature ($x=0[\text{km}]$, $z=3[\text{km}]$; SM).

って、YM/HM ケースでは、SM ケースに比べて、高度 3km 付近およびその上方において、GS 成分で表現される比較的大規模な乱れの増加、平均的な速度の低下、幅の増加が生じ、見かけのリチャードソン数 Ri （火口径に比例、噴出速度の 2 乗に反比例する量）が増加することとなる。これにより、文献[8]にて分類されている構造の“Jet-type Column”から“Fountain-type Column”に向かう変化が生じたものと推察される。

上述のような変化は、選択した SGS 乱流モデルの特性に起因するものである。本報で採用した渦粘性型の SGS 乱流モデル (SM, YM) において、SGS 散逸はこれにより表現される主要な効果となる。このことを踏まえ、Fig. 6 には、SGS 乱流モデルの寄与の一指標として、乱流エネルギーの

(a) SM

(b) YM/HM

Fig. 3 Instantaneous particle concentration (P1).

SGS 散逸に対する GS 散逸の比の標高 3km における半径方向分布を示す。なお、本解析では特定の値に定めた SGS モデル定数の値によっても、流れの振る舞いは変化するものと推察されるが、モデルの種類とモデル定数の選択はいずれも、SGS 渦粘性による散逸の見積りに帰着するものである。また、格子条件（格子解像度）の選択も、SGS モデルの影響として、SGS 散逸に反映される。噴煙柱内部において、YM/HM ケースの値は SM ケースの値より大きい。SGS 乱流モデル YM/HM において、気体相・粒子相間の速度差と粒子濃度勾配の存在（両者の積が正の値を持つこと）が、算出される SGS 乱流を増加させることとなる。また、縦軸の散逸比の値は極めて大きく、スケールの大きな実規模の噴煙柱を対象とする場合には、乱流エネルギーの散逸のほとんどが SGS 渦粘性効果によるものとなることを確認できる。これは、スケールの小さな室内実験を対象とした

(a) Mean vertical velocity

(b) Turbulent intensity of vertical velocity

Fig. 4 Vertical distribution on the central axis.

場合に[15]、SGS 乱流モデルの影響が小さいものであったことと対照的である。Neri et al. [4]は、実規模の火砕流を対象としており諸条件が異なるものの、極端な例として SGS 散逸をゼロとする場合に、粒子濃度等の定量的な差異が極めて大きくなることも報告している。本解析により示された SGS モデルと噴煙運動との密接な関係を支持するものである。

ただし、本解析ケースでは、Fig. 4、Fig. 5 に見られる通り、運動様式の変化が生じるには至っていない（類似の空間分布を示している）。より不安定な噴煙の上昇過程となるような火口・格子条

(a) Mean vertical velocity

(b) Turbulent intensity of vertical velocity

Fig. 5 Horizontal distribution ($z=3$ [km])

Fig. 6 Ratio of SGS dissipation to GS dissipation ($z=3$ [km]).

件に対しては、SGS 乱流モデルの影響がより顕在化して運動様式自体が変化する可能性もあり、噴煙柱内部で生じる現象に立脚した SGS 乱流モデルの選定・開発には、今後、更なる検討が必要である。噴煙柱が安定して形成される本報の噴出条件下においては、火山灰の輸送過程に関わる次節

(a) P1

(b) P2

(c) P3

Fig. 7 Instantaneous particle concentration.

に示す結果に対して、SGS 乱流モデルに起因する定性的な差異は認められなかったため、以下では SM ケースの結果のみを示す。

4. 噴煙柱内部での火山灰の輸送過程

噴煙柱内部での粒径に応じた火山灰粒子の分布を把握するため、Fig. 7 に、瞬時の粒子濃度（体積分率）の断面分布（噴火より約 50 分後）を示す。Fig. 7 (a)は、Fig. 3 (a)と同じ結果に対してカラーコンターの閾値と計算領域内の表示範囲を変えたものとなる。図より、小粒径の P1 は一定高度で水平方向に拡大する一方、大粒径の P3 は水平方向へ大きく広がらない様子を視認できる。

Fig. 8 - Fig. 10 にそれぞれ、 $z=3$ [km]、 13.5 [km]における各相（気相、粒子相 P1-P3）の平均鉛直方向速度、平均半径方向速度、鉛直方向速度の変動強度（GS 成分）の半径分布を示す。なお、Fig. 4 (a)等から、噴煙柱の鉛直構造の領域区分[2]において、 $z=3$ [km]は対流域、 $z=13.5$ [km]は傘型域に対応することを別途確認している。平均速度において、対流域（ $z=3$ [km]）では周囲空気の流れを伴うブルームの一般的な構造、傘型域（ $z=13.5$ [km]）では、中心から周囲に向かう大きな半径方向輸送・中心での上方輸送・周囲での下方輸送が見ら

(a) $z=3.0$ [km]

(b) $z=13.5$ [km]

Fig. 8 Mean vertical velocity.

れ、これらは抗力を通じて相間で共有されていることが分かる。粒径の影響は、重力の影響を直接的に受ける鉛直方向速度に明確に表れており、特に傘型域で顕著である。ただし、変動強度への影響は小さい。

したがって、Fig. 7に見られた粒径による濃度分布の変化は、主に鉛直方向平均速度の差に起因するものと考えられる。このことは、広域への火山灰輸送解析コードにおける既往のソース項モデルにおいて、粒径に応じた沈降速度をパラメータとしていること[3]の妥当性を支持している。同時に、同一の速度を仮定する一流体近似を基本とするソース項モデル[3]では、特に粒径の大きな粗粒火山灰や火山礫等に対して、無視しえない近似誤差が生じることを示唆している。

5. 結 言

本研究では、多流体近似に基づく噴煙柱の LES を行った。噴煙柱の構造に影響を及ぼし得る SGS 乱流モデルの影響を評価した上で、噴煙柱内部での火山灰の輸送過程を調査した。得られた主な知見は次のとおりである。

- ・ スケールの大きな実規模の噴煙柱を対象とする場合、SGS 乱流モデルの選択が噴煙柱の上

昇速度や到達高度に影響をもたらさうる。

- ・ 対流域では周囲空気の連行を伴うブルームの一般的な構造、傘型域では、中心から周囲に向かう大きな半径方向輸送・中心での上方輸送・周囲での下方輸送が生じ、これらは抗力を通じて相間で共有される。粒径の影響は、重力の影響を直接的に受ける鉛直方向速度に明確に表れ、特に傘型域で顕著となる。変動強度への影響は小さい。
- ・ 粒径による濃度分布の変化は、主に鉛直方向平均速度の差に起因する。このことは、既往のソース項モデルにおいて、粒径に応じた沈降速度をパラメータとしていることの妥当性を支持する。また、一流体近似では、粒径の大きな粗粒火山灰・火山礫等に対して、無視しえない近似誤差が生じうることを示唆する。

なお、本解析で設定した火口・格子条件では噴煙柱が安定して形成されたが、異なる条件では SGS 乱流モデルの影響がより顕在化する可能性もある。どのように SGS 乱流モデルが噴煙の運動に影響しているかを明らかにするには、乱流エネルギーのカスケード過程や運動量輸送の収支に関する詳細な分析、スペクトル空間における乱れの再現性に対する系統的な分析等が重要となる。噴

(a) $z=3.0$ [km]

(b) $z=13.5$ [km]

Fig. 9 Mean radial velocity.

(a) $z=3.0$ [km]

(b) $z=13.5$ [km]

Fig. 10 Turbulence intensity of vertical velocity.

煙柱内部で生じる現象に立脚した SGS 乱流モデルの選定・開発も残された課題である。

謝 辞

本研究の実施において、電中研の三浦大助博士、竹内晋吾博士にご助言・最新の知見を頂いた。本解析では、文部科学省 革新的シミュレーションソフトウェアの研究開発プロジェクトの成果を利用している。ここに深謝致します。

Nomenclature

D	: drag coefficient	[-]
g	: gravity acceleration vector	[m/s ²]
h	: enthalpy	[J]
k	: thermal conductivity	[W/(m K)]
N	: total number of solid phases	[-]
M	: total number of gaseous species	[-]
P	: pressure	[Pa]
Q	: heat transfer coefficient	[W/(m ² K)]
R	: gas constant of mixture	[J/(K kg)]
T	: temperature	[K]
$\boldsymbol{v}$	: velocity vector	[m/s]
y	: mass fraction of each gas component	[-]

Greek letters

ε	: volumetric fraction	[-]
ρ	: density	[kg/m ³]
$\boldsymbol{\tau}$	: stress tensor	[Pa]

Subscripts

g	: gas phase
s	: particle phase

参考文献

- [1] Suzuki, T., A Theoretical Model for Dispersion of Tephra. In: Shimozuru, D., Yokoyama, I. (Eds.), Arc Volcanism: Physics and Tectonics. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo (1983).
- [2] Woods, A.W., The Fluid Dynamics and Thermodynamics of Eruption Columns, Bull. Volcanol., Vol.50, 169-193 (1988).
- [3] Costa, A., Macedonio, G. and Folch, A., A Three-Dimensional Eulerian Model for Transport and Deposition of Volcanic Ashes, Earth and Planetary Science Letters, Vol.241, 634-647 (2006).
- [4] Neri, A., Ongaro, T.E., Macedonio, G. and Gidaspow, D., Multiparticle Simulation of Collapsing Volcanic Columns and Pyroclastic flow, J. Geophys. Res., 108, ECV4-1 - ECV4-24 (2003).
- [5] Neri, A., Ongaro, T.E., Menconi, G., Vitturi, M.D., Cavazzoni, C., Erbacci, G. and Baxter, P.J., 4D Simulation of Explosive Eruption Dynamics at Vesuvius, Geophysical Research Letters, Vol.34, L04309 (2007).
- [6] Herzog, M. and Graf, H.-F., Applying the Three-Dimensional Model ATHAM to Volcanic Plumes: Dynamic of Large Co-Ignimbrite Eruptions and Associated Injection Heights for Volcanic Gases, Geophysical Research Letters, Vol.37, L19807 (2010).
- [7] Suzuki, Y.J., Koyaguchi, T., Ogawa, M. and Hachisu, I., A Numerical Study of Turbulent Mixing in Eruption Clouds Using a Three-Dimensional Fluid Dynamics Model, J. Geophys. Res., Vol.110, B08201 (2005).
- [8] Suzuki, Y.J. and Koyaguchi, T., 3-D Numerical Simulations of Eruption Column Collapse: Effects of Vent Size on Pressure-Balanced Jet/Plumes, J. Volcanology Geothermal Res., Vol.221, 1-13 (2012).
- [9] Yuu, S., Kohno, H. and Umekage, T., Effect of Particle Existence on High Reynolds Number Slit Nozzle Gas-Particle Two-Phase Jet, JSME Int. J., B, Vol.44(2), 204-212 (2001).
- [10] Lei, K., Taniguchi, N. and Kobayashi, T., Large Eddy Simulation of Particle-Laden Turbulent Channel Flow Considering SGS Coupling (A Proposal of Dynamic SGS Model for Two-Way Coupling), JSME Int. J., B, Vol.45(1), 164-173 (2002).
- [11] Hinze, J.O., Turbulence, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 460-471 (1975).
- [12] McGratten, K., Hostikka, S., Floyd, J. and McDermott, R., Fire Dynamics Simulator (Version 5) Technical Reference Guide, NIST, NIST spatial publication 1018-5, (2010).
- [13] Suto, H., Hattori, Y., Tamura, H., Miyana, T. and Urabe, W., Investigation on Heat and Fluid Flow Above a Cooking Heater (Part 1) - Development and Accuracy Verification of Numerical Simulation Code Suitable for Clarification of Phenomena in Strong Buoyant Plume -, CRIEPI report, N07003 (2007).
- [14] Yuu, S., Umekage, T. and Tabuchi, M., Direct Numerical Simulation for Three-Dimensional Gas-Solid Two-Phase Jet Using Two-Way Method and Experimental Verification, Trans. JSME, B, Vol.60(572), 1152-1160 (1994).
- [15] Suto, H., Hattori, Y. and Toshida, K., Effects of Subgrid-Scale Turbulent Models on Spatial Structure in Large-Eddy Simulation of a Volcanic Plume, Int. Conf. on Multiphase Flow 2013, ICMF2013-569 (2013).
- [16] Papanicolaou, P.N. and List, E.J., Statistical and Spectral Properties of Tracer Concentration in Round Buoyant Jets, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.30, 2059-2071 (1987).