# 高マッハ数・低レイノルズ数・等温条件下における

## 回転する球周り流れの直接数値解析

## Direct Numerical Simulation of Flow around a Rotating Sphere under Isothermal Condition at High Mach and Low Reynolds Numbers Flow

 永田 貴之,東海大,神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: 5bmjm018@mail.u-tokai.ac.jp 野々村 拓, JAXA/ISAS,相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail: nonomura@flab.isas.jaxa.jp 高橋 俊,東海大,神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: takahasi@tokai-u.jp 水野 祐介,東海大,神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: 5bmjm022@mail.u-tokai.ac.jp 福田 紘大,東海大,神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: fukuda@tokai-u.jp Takayuki Nagata, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa, Japan Taku Nonomura, JAXA/ISAS, 3-1-1, Yoshinodai, Sagamihara, Kanagawa, Japan Shun Takahashi, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa, Japan Yusuke Mizuno, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa, Japan Kota Fukuda, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa, Japan

In this study, investigation of flow around a rotating sphere at the high Mach and low Reynolds numbers flow was conducted by direct numerical simulation. The simulations were carried out by solving Navier-Stokes equation on boundary-fitted-coordinate-system with sufficient accuracy. The free-stream Reynolds number (based on free-stream velocity, density and diameter of sphere) is set to 300, the free-stream Mach number is set to between 0.2 and 2.0. In addition, non-dimensional rotation rate defined by the ratio of free-stream velocity and maximum surface velocity is set to between 0.0 and 1.0. As a calculation result, we clarified following points: 1) the vortex shedding is influenced by the rotation rate and freestream Mach number, 2) under the supersonic condition, the vortex structure is significantly reduced, (3 under the subsonic condition, with increasing rotation rate the drag coefficient is increased. On the other hand, under the supersonic condition, drag coefficient is reduced by means of increase of rotation rate, and (4 with increasing free-stream Mach number the change amount of lift coefficient due to rotation becomes reduced.

#### 1. はじめに

ロケットエンジンの排気ジェットから発生する非常に強い音響波は、打ち上げの際に地面や発射設備などで反射してフェアリ ング内のペイロードを強く加振する.そのため、人工衛星などを 設計する際には打ち上げ時の音響環境を正確に予測する必要があ る.これまでは NASA の SP-8072<sup>(1)</sup>で報告された半経験則や、地 上での燃焼試験<sup>(2)</sup>の結果を元に打ち上げ時の音響環境の予測を行 ってきた.しかし、SP-8072 のような半経験則は新しいロケット や射点の設計ツールとしては適さない場合がある他、燃焼試験は 莫大なコストがかかるため、近年では CFD による音響予測の研究 が進められており、射点の形状や排気と大気の成分の違いの影響 などについて検討された<sup>(3-5)</sup>.

一方で固体ロケットモータの排気ジェットに含まれるアルミ ナ粒子や、大型液体ロケットの打ち上げ時に行われる散水による 液滴といったジェット中を漂う微粒子は、音響波を減衰させるこ とが知られているが、具体的なメカニズムについては必ずしも明 らかでない<sup>(6,7)</sup>.その要因として微粒子の直径が数µm オーダー<sup>(8)</sup> と非常に小さい一方で、排気ジェットは超音速流れのため微粒子 周りの流れ場が高 Mach 数・低 Reynolds 数流れというこれまであ まり研究対象とされてこなかった流れ場であり、そもそも流れ場 に対する理解が十分に進んでいないということが挙げられる.

Terakado et al.<sup>(9)</sup>は Euler-Euler の超音速固気混相流解析を行い, 固体粒子の存在により剪断層の成長が遅れたり,乱流の高周波成 分が減衰したりすることで音響波の発生が抑制されることなどを 明らかにした.粒子の影響を評価するために混相流解析で用いる 抗力モデルや Nusselt 数モデルの精度,または粒子が放出する後流 渦や流れ場の様相については,高 Mach 数・低 Reynolds 数の条件 下では明らかでないため、超音速固気混相流における粒子の影響 をモデル化して混相流モデルを構築することで、さらなる解析精 度の向上や現象把握が可能になると考えられる。そこで筆者らは 高Mach 数・低Reynolds 数流れにおける球周り流れのDNSにより、 モデル構築に向けたデータベースの作成を行っており、これまで に抗力係数や Nusselt 数、流れ場の様相に対する Mach 数や一様流 と球の温度比の影響を調査した<sup>(10-12)</sup>.

また,梶島ら<sup>(13)</sup>は埋め込み境界法を用いた固気混相流解析において,粒子が生成する渦が粒子の分布を変化させることを明らかにし,さらに粒子の回転を考慮した場合としない場合でも粒子の分布に差違が生じることを明らかにした.そのため本研究では,回転する球周り流れの DNS を行い,抗力係数や揚力係数,後流の渦構造に対するマッハ数や一様流と球表面の最大速度の比で定義した無次元回転周速比の影響を非圧縮流れにおける研究<sup>(14.16)</sup>と比較しながら調査した.

#### 2. 解析手法

#### 2.1. 計算手法

球の直径,一様流の密度と音速で無次元化した3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式として有限体積法で離散化し, 境界適合座標系で解いた.対流項はWENO-CU6-FP法<sup>(17)</sup>,粘性項 は6次精度中心差分法で評価し,時間積分は3次精度TVD Runge-Kuta 法<sup>(18)</sup>を用いて行った.WENO-CU6-FP 法は Nonomura *et al.* によって提案された幾何学的保存則(GCL)を満たすWENO 法で 一般座標系においても一様流保持が可能である.ただし,本研究 では計算の更なる安定性のため同スキームの中心差分の項は Pirozzori<sup>(19)</sup>によって提案された混合型に置き換えた.

## 2.2. 計算格子

Fig.1に計算格子, Fig.2に座標系を示す.本研究では境界適合 格子を用いた.また、後流渦を捉えるため球直径をDとして球後 流の長さ15D, 直径4Dの領域を解像領域とし、この領域では格 子解像度が低下しない格子を作成した.  $\zeta$ 方向の格子幅の増分は、 増分が0.143倍に達するまでは最少格子幅から1.021倍ずつ増加さ せ、それ以降中心から15D以内の領域では一定である.中心から 15D以降の領域は反射などを防ぐためのbuffer 領域で、格子幅を 1.143倍ずつ増加させた.  $\zeta$ ,  $\eta$ 方向の境界は格子点を3点ずつオ ーバーラップさせ、周期境界条件とした.格子点数は各方向 $\xi \times \eta$ × $\zeta$ =127×62×358 で総格子点数は2,818,892点である.最少格子 幅は既往の研究<sup>(16)</sup>にならい次式で求めた.



Fig. 1 Computational grid: (a) close view; (b) far view.



Fig. 2 Coordinate system.

## 2.3. 計算条件

本研究では一様流 Reynolds 数を 300 に固定し,一様流 Mach 数 を 0.2–2.0, 無次元回転周速比を 0.0–1.0 の間で変化させた(Table 1). なお,本稿では,ケース名は一様流 Mach 数 0.3,回転周速比 1.0 の条件であれば "M030S100"のように定めた.球の回転は,球表 面で回転を模擬する速度を与えることで表現し,壁面で等温条件 (一様流との温度比は 1.0)とした.

	Table 1 Analysis condition					
			Mao			
		0.2	0.3	0.8	1.2	2.0
Rotation rate	0.0		1	1	1	1
	0.2		1	1		
	0.3	1	1	1	1	1
	0.6	1	1	1	1	
	0.8	1	1	1		1
	1.0	1	1	1	1	1



Fig. 3 Rotational velocity vector on the surface colored with black

今回はy 軸周り回転のみのため、球表面での速度 $u_{suf}$ ,  $v_{suf}$ ,  $w_{suf}$ は 無次元回転周速比 $\Omega^*$ , 一様流速度 $U_{inf}$ , 対象の格子点のx, z 座標, 球の半径rを用いて下記のように与えた.

$$u_{\text{surf}} = \Omega^* \cdot U_{\text{inf}} \cdot z/r$$
$$v_{\text{surf}} = 0$$
$$w_{\text{surf}} = -\Omega^* \cdot U_{\text{inf}} \cdot x/r$$

## 3. 流体力 3.1. 抗力係数

Fig. 4(a)-(c) に回転周速比と抗力係数の関係を示す.(a) は全体の抗力係数,(b) は圧力抗力係数,(c) は粘性抗力係数である.Fig. 4(a) より亜音速流れの場合,回転周速比が大きい場合に抗力係数が大きく,非圧縮性流れでの研究と同様の傾向を示す. Mach 数0.8 の場合は,回転周速比に関係なく抗力係数が大きいが,傾向は非圧縮流れと大差ない.ただし,亜音速流れであっても高回転周

速比の場合は抗力係数の増加量が小さい傾向がある. 一方,超音速の条件では造波抵抗により抗力係数が著しく大き く,回転周速比の増加による抗力係数の増加量は亜音速に比べて 小さい.特に Mach 数 2.0 の場合は回転周速比が 1.0 の場合でも無 回転のケースと抗力係数がほぼ等しい.

抗力係数を圧力による成分と粘性力による成分に分解すると, 抗力係数の変化は圧力成分の変化が主で,粘性力成分の変化は全体の変化量から見ると小さい. 圧力抗力係数は亜音速の場合は回 転周速比の増加にしたがって単調に増加するが,超音速の場合は その増加が抑制され,さらに Mach 数 2.0 の場合は回転周速比が 増加すると圧力抗力係数は減少し,Mach 数の変化により傾向が 逆転する.粘性抗力係数においても Mach 数の増加による傾向の 逆転があり,亜音速の場合は回転周速比 0.4 付近に粘性抗力係数 の極大があるが,超音速の場合には解析を行った範囲では増加し 続ける.

## 3.2. 揚力係数

Fig. 5 より,回転周速比が大きい場合に揚力係数が大きい. 揚 力係数も抗力係数と同様に Mach 数が大きい場合に回転周速比の 増加による揚力係数の増加が小さいことから,流体力に対する回 転周速比の影響に圧縮性の影響がある. 梶島らによれば固気混相 流解析において,粒子の分布に対する粒子の後流渦や回転による 揚力の影響が指摘されており,後流渦は粒子のクラスタリングを 誘引し回転による揚力は粒子のクラスタリングを阻害する. 後流 渦については後述するが,今後圧縮性流れにおいて粒子の後流渦 や回転による揚力を考慮した解析を行う場合はこれらに対して圧 縮性の影響を考慮する必要があるといえる.

Fig. 6 に揚力係数の振動振幅の平均値を示す. 図より, 揚力の 振動振幅は非圧縮流れの場合は回転周速比 0.1 付近にピークがあ るが, 圧縮性流れにおいては Mach 数が大きい場合に振動振幅が ピークを取る回転周速比が高回転側へ移動する.ピーク周速比の 高回転側への移動は,傾圧項など圧縮性の効果が考えられる.非 圧縮性流れの場合,低回転周速比の条件では回転により渦度の生 成が促進され,放出される渦構造が大きいために揚力係数の振動 振幅が大きいと考えられる.一方,今回解析を行った条件下にお ける球周り流れの場合,Mach数が大きいと剥離が始まる領域周 辺では密度が一様流に比べて小さい.その結果圧縮性流れでは一 様流 Mach数が大きい場合に渦度の生成が抑制されるため,回転 の効果が出にくくなりピーク回転周速比が高回転側へ移動すると 考えられる.



Fig. 4 Time-averaged drag coefficient: (*a*) total; (*b*) pressure drag coefficient; (*c*) viscous drag coefficient. ×Giacobello *et al.*; ▲Kurose & Komori; ♥Niazmand & Renksizbulut. Present study: ■ M030; ● M080; ▲M120; ●M200.



Fig. 5 Time-averaged lift coefficient: ×Giacobello *et al.*; ▲Kurose & Komori; ▼Niazmand & Renksizbulut. Present study: ■ M030; ● M080; ▲ M120; ● M200.



Fig. 6 Peak-to-peak oscillatory amplitude of the lift coefficient: × Giacobello *et al.*; ▲Kurose & Komori; ▼Niazmand & Renksizbulut. Present study: ■ M030; ● M080; ▲ M120; ● M200.



Fig. 7 Strouhal number of the lift coefficitnt: × Giacobello et al.; ▲Kurose & Komori; ▼Niazmand & Renksizbulut. Present study: ■ M030; ● M080; ▲M120; ▲M200.



Fig. 8 Instantaneous vortical structure. Structure are identified using the normarized second invariant of a velocity gradient tensor  $Q/u_{inf}^2 = 5.0 \times 10^{-4}$ .

Fig. 7 に一様流速度と球直径で正規化した揚力係数の Strouhal 数を示す. 揚力係数の Strouhal 数は非圧縮流れでは, 静止状態から回転周速比を大きくすると単調に増加する. この揚力係数の振動は大規模渦構造の放出に起因するもの であるため,周期的な渦放出がない回転周速比 0.5-0.6 付近 では揚力係数は時間的に変動しない. 非圧縮性流れの場合, 回転周速比がさらに大きくなると周期的な渦の放出がより 高い周波数で起こり,第2の周期性非定常流れに遷移する が,Mach 数 0.3 の場合は回転周速比 1.0 において周期的な 渦放出はなく,非圧縮性流れの結果とは異なる. さらに Mach 数 0.8 では.解析を行った全ての回転周速比で周期的な渦放 出があるなど,回転による渦度生成の促進と圧縮性の効果 による渦度生成の抑制効果が影響しあっていると考えられ る.

#### 4. 流れ場

## 4.1. 遠方場の構造と流れ場の種類

Fig.8に本解析の結果を示す.図は一様流の速度で無次元 化した速度勾配テンソル第二不変量の等値面を瞬間場で可 視化した.なお、非定常流れの場合は揚力係数が極大の瞬 間で可視化した.図より、渦構造に対して回転周速比の影 響の他に Mach 数の影響がある. 非圧縮性流れの研究によれ ば, 球周りの流れ場はいくつかの種類に分類でき, 静止球 の場合は Reynolds 数 250 以下では定常対称流れ, Reynolds 数 250-270 では定常非対称流れ, Reynolds 数 300 以上では 非定常流れの3種類である.低 Revnolds 数領域に限定すれ ば,非定常流れの場合は大規模渦構造の放出により流体力 が規則的に変化するため周期性非定常流れとも言える.著 者らが行った圧縮性流れにおける球周りの解析でも流れ場 の種類は非圧縮流れの研究と同様に3 種類であった. ただ し、流れ場の種類に対して Mach 数の影響があり、例えば Reynolds 数が 300 であっても超音速のケースでは定常対称 流れである. 今回対象とする Reynolds 数 300 の回転球の場 合, 非圧縮性流れの回転周速比 1.0 以下の条件では第1の周 期性非定常流れ、定常・縦渦あり流れ、第2の周期性非定常 流れの3種類がある.回転周速比0.3以下は第1の周期性非 定常流れであり、回転の影響で渦構造に若干の偏りがある が、静止球と似た渦構造である. 渦構造や Strouhal 数は回転 周速比の増加に従って多少変化するが、大局的には大きく 変化しない.しかし、回転周速比 0.5-0.6 周辺ではヘアピン 渦のような大規模渦構造は消滅し,回転軸付近で生成され る定常・縦渦あり流れである. さらに回転周速比が大きい場 合,後流遠方場で縦渦が不安定化して巻き上がることで再 びへアピン渦のような大規模渦構造が現れ,第2の周期性 非定常流れへ遷移する.不安定化が始まる場所は回転周速 比の増加とともに上流側へ移動し、回転周速比 1.0 では球の ごく近傍で渦が巻き上がり, 球に加わる流体力は再び周期 的に変化する.この時, 渦放出の Strouhal 数は第1の周期性 非定常流れの2倍程度である. Mach 数0.3 の場合は回転周 速比 0.8 までは非圧縮流れの結果と同様の傾向を示すが,回 転周速比 1.0 では後流遠方場において不安定化している場 所があるが第2の周期性非定常流れへ遷移せず,回転周速 比 0.6 と同様に定常・縦渦あり流れである. これは、回転周 速比 0.8 以上では回転による渦度生成の促進よりも圧縮性 による渦度生成の抑制効果が顕著で、第2の周期性非定常 流れに遷移できないためと考えられる. 実際に Mach 数 0.3 の場合と Mach 数 0.2 の場合では回転周速比 0.8 まではおお よそ後流渦の構造は一致するが、回転周速比 1.0 では Mach 数 0.2 の場合は第 2 の周期性非定常流れであるのに対して Mach 数 0.3 の場合は第 2 の定常・縦渦あり流れである.

一方, Mach 数 0.8 の場合は解析を行ったすべての条件で

## 第 29 回数値流体力学シンポジウム E09-5

周期性非定常流れであり,渦放出のStrouhal数から考えて全 て第1の周期性非定常流れである.そのためこの場合も圧 縮性の効果により,回転周速比が大きい場合でも定常・縦渦 あり流れに遷移しない.また,回転周速比0.3以上では渦構 造がほとんど変化しないことから,Reynolds数一定の圧縮 性流れにおいては,一様流 Mach数が決まると回転周速比に よって取りうる渦放出のモードが決定すると考えられる. 即ち圧縮性流れにおいても非圧縮性流れと同様に回転周速 比が増大すると渦度の生成が促進され,後流渦は高次のモ ードへ遷移するが,回転周速比が大きい場合や一様流 Mach 数が大きい場合は圧縮性の効果により渦度の生成が抑制さ れ,高次のモードへ遷移しない.



Fig. 9 Classification of the type of flowfield

超音速の場合は解析を実施した全ての回転周速比におい て流れ場は定常である.ただし,静止球の場合は後流に縦 渦はないが,回転球の場合は後流に縦渦があり,回転によ る影響がある. Mach 数 1.2 の場合,回転周速比 0.3 以上の

#### 第 29 回数値流体力学シンポジウム E09-5

全てのケースで縦渦のある定常流れだが,Mach 数 2.0 の場 合はより高回転側で縦渦がある.また,Mach 数 2.0 の場合 は回転周速比 1.0 において縦渦が今回可視化を行った閾値 では4本確認できる.この3,4本目の縦渦はMach 数 1.2 の 場合では確認できず,Mach 数 2.0 の場合でも回転周速比が 小さい場合は現れないか非常に弱い.超音速の静止球の場 合は縦渦は確認できず,渦の有無だけで言えば非圧縮流れ のReynolds 数 100 以下の低回転の場合に相当する.非圧縮 流れでは Reynolds 数 300 以下も含めれば,定常・縦渦なし流 れ,第1の定常・縦渦あり流れ,第1の周期性非定常流れ, 第2の定常・縦渦あり流れ,第2の周期性非定常流れの5種 類である.故に,Reynolds 数と回転周速比が等しい場合で も,超音速の条件では亜音速の条件と比較してより低次の モードであるといえ,これも圧縮性の効果によって渦度生 成が抑制される結果と考えられる.

Fig. 9 に流れ場の様相を Mach 数ごとにまとめた. 渦構造 が回転周速比によってほとんど変化しない場合はその間の

条件は省略した.図から回転周速比の増加により、渦放出 のモードは低次のモードへ遷移することはなく、変化しな いか高次のモードへ遷移する. さらに, Mach 数の増加は渦 放出のモードを低次のモードに遷移させる. 非圧縮流れの 結果も踏まえてまとめると、渦放出のモードは (1 Reynolds 数を増加させると高次のモードへ (非圧縮の結果より),(2 回転周速比を増加させると高次のモードへ, (3 Mach 数を 増加させると低次のモードへ遷移する.(2 に関しては低 Mach 数の条件においては、静止球の場合は圧縮性の影響が 顕著ではないが、回転周速比が大きい場合は回転影響によ り局所的に圧縮性の効果が大きいため、より高回転のケー スでは回転周速比を大きいと低次のモードに遷移する可能 性がある. 実際に Mach 数 0.3 では後流遠方場で不安定化が 起こり,第2の周期性非定常流れに遷移する兆候があるが, 回転周速比 1.0 でも縦渦のある定常流れであり, 遠方場の縦 渦の不安定化はない.



Fig. 10 Instantaneous flowfield: pressure coefficient distribution and isosurface of normarized second invariant of a velocity gradient tensor  $Q/u_{inf}^2 = 5.0 \times 10^{-4}$  are colored grey (M030).



Fig. 11 Instantaneous flowfield: pressure coefficient distribution and isosurface of normarized second invariant of a velocity gradient tensor  $Q/u_{inf}^2=5.0\times10^4$  are colored grey (M080).

### 4.2. 近傍場の構造

Fig. 11-12 に球近傍の瞬間場の圧力係数分布と流線,一様 流速度で正規化した速度勾配テンソル第二不変量の等値面 (灰色で着色した)を示す. 渦放出の周期を揚力係数の変動 で判定し、揚力係数極大の瞬間を始点とし、1/4周期ごとに 行った. 図より,静止球の場合は Mach 数 0.3, 0.8 どちら の場合においても非対称だが上面側(球表面が流れと順方 向) と下面側 (表面の移動方向が流れと逆方向) の両側に 再循環領域が形成され、放出される.一方で回転周速比 0.3 の場合, Mach 数 0.3 では上面側の再循環領域は消滅し,下 面側の再循環領域のみが形成と放出を繰り返すが, Mach 数 0.8 の場合は上面側の再循環領域は消滅せず,静止球の場合 と同様に形成と放出を繰り返す.回転周速比がさらに増加 すると, Mach 数 0.3 の場合は縦渦のモードに遷移し, ヘア ピン渦の放出はなく再循環領域もないが, Mach 数 0.8 の場 合はヘアピン渦の放出があり、再循環領域もある. 上面側 の再循環領域は形成位置が下面側へ移動するが、回転周速 比 0.6 の場合でも確認できる. Mach 数 0.3 と 0.8 の差につい

ては様々な要因が考えられるが, Mach 数 0.8 では上面側で 垂直衝撃波が形成されるため、この衝撃波が渦度の生成に 大きな影響を与える.また、ヘアピン渦が放出されるかど うかは再循環領域の有無に起因すると考えられるため、静 止球での再循環領域の大きさや剥離点の位置の違いで縦渦 のモードへ遷移する条件を予想できると考えられる. 実際 に静止球での解析結果では Mach 数 0.3 の場合よりも Mach 数0.8の場合のほうが剥離点の位置は上流側で、再循環領域 長さが大きい. そのため, Mach 数 0.3 では回転周速比 0.6 程度で縦渦のモードへ遷移するが, Mach 数 0.8 の場合は回 転周速比 1.0 でも縦渦のモードへ遷移しないと考えられる. また、超音速の場合は今回解析を行った条件では周期性非 定常流れは無かったが、高回転周速比の場合は縦渦のモー ドがあり、非圧縮流れの Reynolds 数が低い条件に似た流れ 場であった. 超音速で Mach 数が大きい場合, あるいは Reynolds 数をが低い場合は剥離点の位置は後流側へ移動し 再循環領域長さは小さい.ことから、剥離点の位置も渦放 出のモードに影響を及ぼすと考えられる.

#### 5. 結論

本研究では高 Mach 数・低 Reynolds 数流れにおける回転す る球周り流れのDNS を行い,回転周速比や一様流 Mach 数, 一様流 Reynolds 数が渦構造や流体力に与える影響を非圧縮 流れの研究結果と比較し,調査した.その結果,渦構造や 流体力に対して Mach 数の影響があることを確かめた.また, 渦構造に関しては圧縮性流れにおいても非圧縮性流れと同 様に回転周速比など流れ場の条件によって渦放出のモード が遷移することを確かめ、非圧縮性流れの Reynolds 数一定 条件の場合,回転周速比を大きくすると渦放出のモードは 高次のモードに遷移するが, 圧縮性流れの場合は Mach 数を 大きくすると渦放出のモードは低次のモードへ遷移する. 固気混相流解析において後流渦は粒子のクラスタリングを, 回転による揚力はクラスタリングした粒子を分散させる効 果がある. そのため, 圧縮性流れにおいてより精度の高い 固気混相流解析を行うためには,回転による渦構造の変化 や揚力係数の変化に対する圧縮性の効果も考慮する必要が ある.特に粒子が超音速の場合は、非圧縮と同様に回転の 効果を考慮するとその効果を過大評価する. 故に超音速固 機混相流のモデル化に向けて, 粒子に働く揚力や後流渦に ついてモデル化を行う必要がある.

#### 謝辞

本研究で行った計算は JAXA 所有のスーパーコンピュー タシステム JSS2 で実行した.また、本研究の一部は科研費 (24656522)の支援を受けた.ここに記して謝意を表する.

#### 参考文献

- Eldred, K. M., "Acoustic Loads Generated by the Propulsion System," NASA SP-8072, (1971).
- (2) Ishii, T., Tsutsumi, S., Ui, K., Tokudome, S., Ishii Y., Wada, K., and Nakamura, S., "Acoustic Measurement of 1:42 Scale Booster and Launch Pad," Proceedings of Meetings on Acoustics, Vol. 18, No. 1, p. 040009, (2014).
- (3) Tsutsumi, S., Shimizu, T., Takaki, R., Shima, E., Arita, M., and Fujii, K., "Numerical Study of Pressure Waves Generated by H-IIA Launch Vehicle at Lift-off," AJCPP, (2008), pp. 266-271.
- (4) Tsutsumi, S., Ishii, T., Ui, K., Tokudome, S., Wada, K., "Study on Acoustic Prediction and Reduction of Epsilon Launch Vehicle at Liftoff," Journal of Spacecraft and Rockets, (2014), pp. 1-12, DOI: 10.2514/1.A33010.
- (5) Nonomura, T., Morizawa, S., Obayashi, S. and Fujii, K., "Computational Prediction of Acoustic Waves from a Subscale Rocket Motor," Trans. JSASS Aerospace Thec. Japan, Vol. 12, No. 29, (2014), pp. Pe\_11–Pe\_17.
- (6) Fukuda, K., Tsutsumi, S., Shimizu, T., Takaki, R., and Ui, K., "Examination of Sound Suppression by Water Injection at Lift-off of Launch Vehicles," 17<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, (2011).
- (7) Ignatius, J. K., Sathiyavageeswaran, S, and Chakravarthy, S.

R., "Hot-Flow Simulation of Aeroacoustics and Suppression by Water Injection During Rocket Liftoff," AIAA Journal, Vol. 53, No. 1, (2014), pp. 235–245, DOI: 10.2514/1.J053078.

- (8) Shimada, T., Daimon, Y. and Sekino, N., "Computational Fluid Dynamics of Multiphase Flows in Solid Rocket Motors," JAXA Special Publication, (2006), JAXA-SP-05-035E.
- (9) Terakado, D., Nagata, Y., Nonomura, T., Fujii, K., and Yamamoto, M., "Computational Analysis of Compressible Gas-Particle-Multiphase Turbulent Mixing Layer in Euler-Euler Formulation," 30<sup>th</sup> International Symposium on Space Technology and Science, (2015), 92155.
- (10) Nagata, T., Nonomura, T., Takahashi, S., Mizuno, Y., and Fukuda, K., "Analysis on Flow around a Sphere at the High Mach Number, Low Reynolds Number and Adiabatic Condition for High Accuracy Analysis of Gas Particle Flows," The VI Coupled Problems in Science and Engineering, (2015), pp. 760–771.
- (11) 永田貴之,野々村拓,高橋俊,水野裕介,福田紘大," 高 Mach 数・低 Reynolds 数・等温条件下における衝撃波 を含む球周りの直接数値解析(Re=300),"平成 26 年度 衝撃波シンポジウム, (2015), 2A2-1.
- (12) 永田貴之, 野々村拓, 高橋俊, 水野裕介, 福田紘大, "DNS による高 Mach 数・低 Reynolds 数の球周りの流れ場に対 する Mach 数や温度比の影響把握,"第47回流体力学 講演会/第33回航空宇宙数値シミュレーション技術シ ンポジウム, (2015), 1D11.
- (13) 梶島岳夫, "固体粒子を含む流れの直接シミュレーション, "ながれ 21, (2002), pp. 221-229.
- (14) Giacobello, M., Ooi, A., and Balachandar, S., "Wake Structure of a Transversely Rotating Sphere at Moderate Reynolds Numbers," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 621, (2009), pp. 103–130.
- (15) Poon, E. K. W., Ooi, A. S. H., Giacobello, M., Iaccarino, G., and Chung, D., "Flow Past a Transversely Rotating Sphere at Reynolds Numbers above the Laminar Regime," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 759, (2014), pp. 751–781.
- (16) Johnson T. A., and Patel V. C., "Flow Past a Sphere up to a Reynolds Number of 300," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 378, (1999), pp. 19–70.
- (17) Nonomura, T., Terakado, D., Abe, Y. and Fujii, K., "A new technique for freestream preservation of finite-difference WENO on curvilinear grid," Computers & Fluids, Vol. 107, (2015), pp. 242–255.
- (18) Gottlieb, S., and Shu, C.-W., "Total Variation Diminishing Runge-Kutta Schemes, Mathematics of Computation," Vol. 67, No. 221, (1998), pp. 73–85.
- (19) Pirozzoli, S., "Stabilized Non-dissipative Approximations of Euler Equations in Generalized Curvilinear Coordinates," Journal of Computational Physics, Vol. 230, No.8, (2011), pp. 2997–3014.