

開傘時の超音速パラシュートを模擬した簡易形状内外の数値流体解析^{*1}

Numerical Analysis on Flow in/around Simplified Supersonic Parachute at Opening

高林 航輝^{*2}・北村 圭一^{*2}
Koki TAKABAYASHI and Keiichi KITAMURA

Key Words: Supersonic Parachute, Unsteady Flow, Aerodynamic Interaction, Computational Fluid Dynamics

Abstract: A supersonic parachute is one of effective and promising deceleration processes at entry into a planet. However, fundamental researches on its aerodynamics, particularly at its opening phase, have not been fully carried out. In this study, flow fields in/around simple configurations that modeled a supersonic parachute at its opening are discussed using computed fluid dynamics. Results indicate that pressure inside the parachute is exposed to twice (at the maximum) as large as the pitot pressure at Mach 2. In addition, the so-called “breathing,” which is a more characteristic unsteady phenomenon, appears due to the internal pressure fluctuation, which changes the position of the detached shock wave periodically. Finally, at a higher Reynolds number, the boundary-layer inside the parachute became thinner, leading to more complex shock/boundary-layer interactions.

記号の説明

AR :	アスペクト比
a :	パラシュート長さ (スパン方向)
b :	パラシュート長さ (主流方向)
M :	マッハ数
P :	圧力
Re :	レイノルズ数
δ :	衝撃波離脱距離
γ :	比熱比
下添え字	
0:	激み条件
∞ :	一様流条件

1. 緒言

近年、火星に代表される惑星への将来的な探査件数の増加に伴い、大気圏に突入する際の減速器が注目されている。その中でも火星の大気密度は地球に比べて1/100程度と低密度であるために、大きな傘部で大気を孕ませることにより抵抗力を得る超音速パラシュートが注目されている。

超音速パラシュートに関する研究は、1967年の探査機バイキングの時代からNASAやJAXAなどが主導となり行われ、実験的見地から様々なことが分かっている¹⁾。その中でも特徴的な知見は前方物体の後流とパラシュート本体から発生する離脱衝撃波の干渉ならびに、傘内部に気体を溜め込んでしまうことにより生じる圧力などの各種物理量の変動である。まず後流と離脱衝撃波の干渉に関しては、衝撃波の変形などが生じることでパラシュート全体に不安定性

が生じ、形状自体に大規模な変形が起こることで、最も重要となる所望の抗力が得られないことが挙げられる^{2,3)}。また圧力などの各種物理量の変動に関しては、DGB(Disk-Gap-Band)型パラシュートを用いることにより、「溜まった気体をGap部、Vent部で逃がすことで抗力が減少してしまう代わりに、気体の溜め込みを減らす」というトレードオフが行われている。しかしながらそれでも開傘直後には傘内部での急激な圧力の上昇が報告されている⁴⁾。これらの事象については2015年にNASAが行った実験において、開傘直後に傘部分が形状変化を起こしながら崩壊してしまったことにより大きく注目されている⁵⁾。

またパラシュートの空力特性について基礎的学術面からアプローチを行うため、変形を考慮しない剛体形状を用いた研究が盛んに行われている。過去の基礎研究においては2014年に尾崎らが、超音速流中における凹状物体まわりの流れについて高解像度スキームを用いて計算を行っている⁶⁾。この研究においては流入マッハ数を $M=1.36\sim 3.5$ と変化した際の効果や、流れに擾乱を加えた際に離脱衝撃波と反射波の干渉によって起こる不安定現象に焦点が当てられた。さらに2014年にXueらは剛体モデル仮定をした超音速パラシュートの開傘後における数値計算を行っている⁷⁾。この研究によりSuspension Lineに干渉して起こる複雑な流れ場の様子が明らかになっている。また変形を考慮した柔軟体パラシュートを対象とした研究として、文献8)では開傘中期(アスペクト比0.8)～開傘後のパラシュートについて詳細な数値的および実験的解析が行われた。ただしImmersed Boundary法による計算を安定化させるために、パラシュート壁面の境界層解像度は低下させているとの事である。

これまでの研究例ではこのように開傘中期～開傘後を仮定した数値解析が主であり、開傘時(開傘初期)を模擬した解析例は筆者の知るところあまり行われていないのが現状

^{*1}©2019 日本航空宇宙学会

平成28年4月14日、第47期年会講演会にて一部発表

平成30年3月20日原稿受付

^{*2}横浜国立大学大学院工学府システム統合工学専攻

である。開傘時を考える上で重要なのは、①開傘時のマッハ数は実用されるパラシュートにおいて Area Oscillation の観点から $M=2$ 以下であること³⁾、②開傘時にパラシュートは msec オーダーという短時間で完全に開傘するものの、その非常に短い時間で複雑に形状が変化することである⁹⁾。また2015年に田口らは、布製の超音速パラシュートを用いて開傘を含めた実験を行った¹⁰⁾。この実験においては開傘時の抗力比に対する開傘荷重、ならびに定常状態における空力特性が明らかにされた。しかしながら風洞試験ではパラシュートに対して支持部が計測に悪影響を与えてしまうこと、また傘内部の不安定現象の正確な測定が困難であることが示唆されている。

そこで本研究においては、支持部の影響の考慮が不要であり、また傘内部の各種物理量の取得も容易で、様々な形状を考慮することができる数値流体解析を用いて研究を行う。具体的には剛体を仮定し、有限体積法により境界層を精度良く捉えながら、開傘時を模擬した細長い凹形状周りの数値計算を行い、この時に得られる抗力や傘内外の流体場を調べる。個々では特にアスペクト比ならびにレイノルズ数の影響について報告を行う。

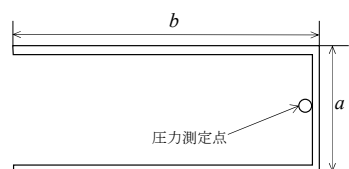
2. 計算方法

本研究では宇宙航空研究開発機構(JAXA)が開発した非構造格子圧縮性流体解析ソルバ FaSTAR を用いて非定常計算を行った¹¹⁾。

支配方程式は3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式であり、MUSCL¹²⁾により空間2次精度とした。また流束関数は SLAU¹³⁾を用いて、GLSQ 法¹⁴⁾による線形再構築と Hishida の制限関数¹⁵⁾を用いている。時間積分には陰解法である LU-SGS 法¹⁶⁾に時間2次精度を持たせたものを用いており、乱流モデルは SA-nof2 モデル¹⁷⁾を用いている。

3. 解析対象および解析条件

今回、凹形状の解析を行うにあたり、アスペクト比 AR を $AR=a/b$ と定義する。この時に縦方向(主流に垂直方向)長さを a として横方向(主流方向)長さを b としている。第1図では、 $AR=0.25$ における概略図を示している。



第1図 アスペクト比の概略図($AR=0.25$ の例)

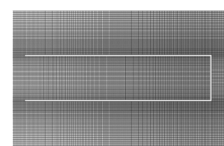
第1表には本研究で着目したアスペクト比を示す。このアスペクト比と、火星大気を想定したレイノルズ数($Re \approx 10^5$ 程度)¹⁸⁾を変化させ基礎研究を行う。またマッハ数は、超音速パラシュートの開傘条件として一般的な2とした³⁾。とりわけ本論文ではまずアスペクト比 $AR=2$ (Case1), 0.25 (Case2)に関して議論を進めていく。さらに $AR=0.25$ の条件では Re 数依存(Case2 vs. Case3)について調査を行った。本条件における

各レイノルズ数は代表長さを第1図における b とした。

次に第2図においては、今回の計算で用いた計算格子を示す。格子は物体を壁条件としてその他の全領域で構造格子を用いており、衝撃波が発生する部分および、境界層が発生する部分で格子幅を小さくしている。最小格子幅に関しては境界層を十分に捉えるために $y^+ < 1$ として格子を生成した。なお格子収束性は文献¹⁹⁾にて確認済みである。

第1表 各ケースにおける条件

Case	1	2	3
アスペクト比: AR	2	0.25	0.25
Re	1.0×10^5	8.0×10^5	5.4×10^6
格子点数	6万	7万	9万

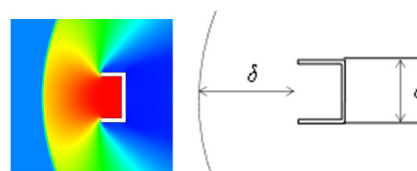


第2図 凹形状近傍の計算格子(Case 2)

境界条件は流入部分(第2図の左・上・下方境界)ではパラシュートが開傘する状況を想定した $M=2$ の一様流条件を与えており、壁面は滑り無し壁を、流出条件(第2図の右方境界)では一様流静圧で開放条件としている。

4. 結果

まず Case1($AR=2$)では大きな圧力変動は発生しなかった(第3図、圧力分布の最終状態; 過渡状態の振動については後述)。



第3図 Case1 の定常解 ($1.0 < p/p_0 < 5.6$) (左) と 離脱衝撃波距離 δ (右)

そこで第2表には非定常現象がより顕著な Case2, 3($AR=0.25$)についてピトー圧²⁰⁾

$$\frac{p_0}{p_\infty} = \left[\frac{(\gamma+1)M_\infty^2}{2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{\gamma+1}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (1)$$

で無次元化した圧力 p/p_0 、および Case3 の密度勾配を代表的な時刻に関して表す。

また第4図には Case2($AR=0.25$)に関して前述のピトー圧で無次元化した圧力 p/p_0 と、 a で無次元化した衝撃波離脱距離(凹形状先端からの距離) δ/a の時刻履歴を同一図にて表している。この非定常な流れに関しては以下に記述する通り、時間の経過とともに

- i) 離脱衝撃波の形成過程(初期領域),
- ii) 呼吸運動過程

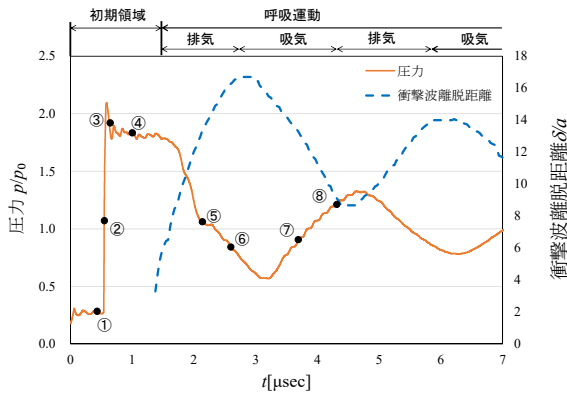
という2つの大別できる現象が現れた。第4図ではそれぞれに対して①($0.51 \mu\text{sec}$)~④($1.23 \mu\text{sec}$)を初期領域、⑤($2.04 \mu\text{sec}$)~⑧($4.23 \mu\text{sec}$)を呼吸運動過程としてプロットしている。

第2表 Case2, 3($AR=0.25$)における圧力 p/p_0 , 密度勾配, Case3 における密度勾配

0.0 無次元圧力 p/p_0 1.0



時間	圧力 p/p_0 (Case2)	圧力 p/p_0 (Case3)	密度勾配(Case3)
①Case2:0.51 μ sec Case3:1.4 μ sec			
②Case2:0.70 μ sec Case3:13.8 μ sec			
③Case2:0.92 μ sec Case3:24.8 μ sec			
④Case2:1.23 μ sec Case3:31.7 μ sec			
⑤Case2:2.04 μ sec Case3:45.5 μ sec			
⑥Case2:2.49 μ sec Case3:58.0 μ sec			
⑦Case2:3.92 μ sec Case3:64.9 μ sec			
⑧Case2:4.23 μ sec Case3:74.5 μ sec			



第4図 Case2($AR=0.25$)における各時刻における圧力、衝撃波離脱距離の変動

4.1 初期時間における離脱衝撃波の形成過程 まず初期時間における離脱衝撃波の形成過程を代表的な時刻について議論していく。今回注目する時刻は第2表における①($0.51\mu\text{sec}$)～④($1.23\mu\text{sec}$)である。

①初めに Riemann 問題²⁰⁾に起因した弱い衝撃波 SW4 が右壁面に発生し左方向(主流と逆向き)に進んでいる。これは計算のインパルス・スタート時に、流れにとっては壁が突然現れる事によるものであり、実際のパラシュート開傘時を模擬している。さらに物体内部に衝撃波 SW3 が発生することにより SW3 後方の隅の圧力が局所的に上昇している様子が見て取れる。また物体の一部分に付着しようとしている弱い衝撃波 SW2 と物体全体に付着しようとしている衝撃波 SW1 が生じている様子も分かり、この両者の衝撃波(SW1, SW2)は物体に近づく方向に進行している。また SW3 は、これら SW1, SW2 により転向した流れが作っているものと考えられる。

②SW4 が更に左方向に進行し、物体外部へ出ようとしている。この SW4 の後方では圧力が急激に上昇している。この様子は第4図でも明らかである。また SW1 は①で述べた SW2 を飲み込むようにして物体にほぼ付着し、その一部は傘内部まで入り込んでいる。

③衝撃波(SW1, SW4)が干渉する直前の様子を表している。粘性の影響により SW4 が変形していることが分かる。またこの段階においても SW4 の進行とともに後方で圧力の上昇が見られた。さらに SW1 は角度が浅くなるように物体に付着し、内部に入り込んだ部分では側面からの複数回の反射による変形が見られた。

④物体内を主流とは逆向きに進んでいた SW4 と主流方向にゆっくりと進んでいた SW1 が干渉することにより、新たな一つの衝撃波(離脱衝撃波 DS)を形成していることが分かる。また物体と DS の間に隙間ができることから、外側へ圧力の高い気体が逃げていく様子も観察された。

このように衝撃波を介して気体が進行していくことにより、パラシュートの内部のよどみ点最大圧力はピトー圧の2倍という高圧にさらされることになる(これは衝撃波固定座標系で考えると、上流マッハ数2.9の衝撃波下流のよどみ圧相当となる)。実際のパラシュートをうまく開傘するためには高圧環境にさらされる時間をできるだけ短くする、または

溜まった空気を効率的に逃がすといったことが非常に重要であると考えられる。

4.2 呼吸運動のメカニズム 続いて呼吸運動のメカニズムについて代表的な時刻について議論していく。今回注目する時刻は第2表における⑤($2.04\mu\text{sec}$)～⑧($4.23\mu\text{sec}$)である。

⑤④の段階において内部に入り込んだ高圧気体が物体の内部に溜まることで、物体の外側に気体を押し出している。そのために離脱衝撃波 DS が物体から離れる方向に移動している(つまり衝撃波は弱くなる)状態にある。この過程においては第4図を見ても分かるように内部の圧力は減少している。また DS と物体の間には大きく間が開いているために、外へ気体が逃げていく様子も見て取れる。この状態を排気過程とする。

⑥この状態では衝撃波が物体から一番遠方にある状態である。内部に溜まっていた高圧気体はほとんど外に押し出されているが、第4図を見てわかるように圧力はまだ減少している。

⑦この時点では衝撃波背後の圧力が低いため少しずつ物体内部に高圧気体が流れている様子が見られる。またこれとともに、衝撃波も物体に漸近する方向に移動していく様子が見て取れた。第4図においては気体が流入することにより圧力が上がってきており、この状態が吸気過程である。

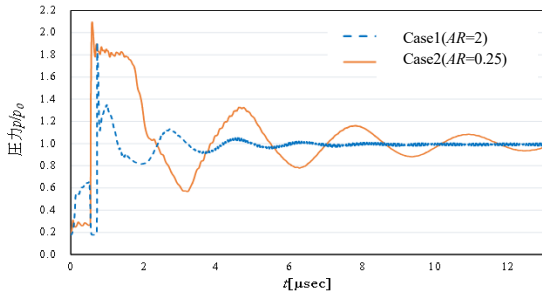
⑧この状態では DS が物体に最も接近している状態である。吸気が続いたことで内部の圧力が上昇し、再び外に気体を押し出そうとしている過程であり、これは第4図でも圧力のピークに近いことから明らかである。

ここから⑧→⑤に戻るにより内圧が呼吸するとともに衝撃波が前後する呼吸運動が進展していく。なお呼吸運動は文献8)でも報告されているが、そこでは開傘中～開傘後の状態を模擬しており呼吸運動は持続される。一方で開傘初期を模擬した本研究では⑥、⑦のプロセスにより外側に気体が逃げて行き、この流出量が⑤、⑧で気体が物体内に流入する量より多いために時間経過とともに呼吸運動は収まってくる。

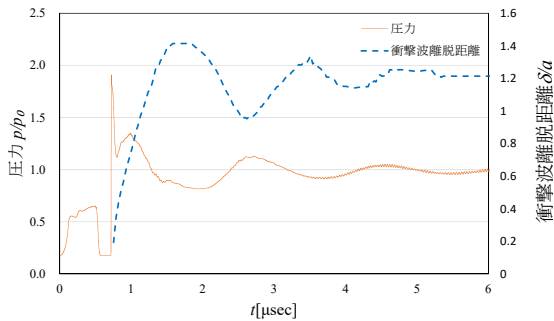
4.3 アスペクト比依存 次に Case1($AR=2$)と Case2($AR=0.25$)を比較することで物体のアスペクト比による影響について考えていく。第5図に Case1($AR=2$)、2($AR=0.25$)におけるよどみ点位置(第1図の圧力測定点を参照)での圧力を、式(3)を元に算出したピトー圧で無次元化した値の時刻履歴を表している。これらから衝撃波が壁面に衝突した際に圧力は両者ともに急激に上昇し、その後には呼吸運動により圧力が変動している様子が見て取れる。さらに流れ方向に深く圧力の溜め込みが多い Case2($AR=0.25$)の方が、圧力変動が大きいことが分かる。また時間経過とともに内部圧力は両者ともにピトー圧の値に漸近することも分かった。なお両者とも最大無次元圧力は2程度(静圧の約11倍に相当)となった。これは開傘時に加わる局所的な力の概算値として有用となり得る。さらにこの4周期ほどの変化は10 μsec 程度という短時間で起こることも分かった。なお文献1)などでは今回用いた局所圧力でなく、積分値としての衝撃係数(抵抗の比)¹⁾が採用されており、マッハ2で1.5程度を示

している。本研究から、文献1)の場合にも局所的にピトー圧の2倍程度がかかっている可能性が示唆される。

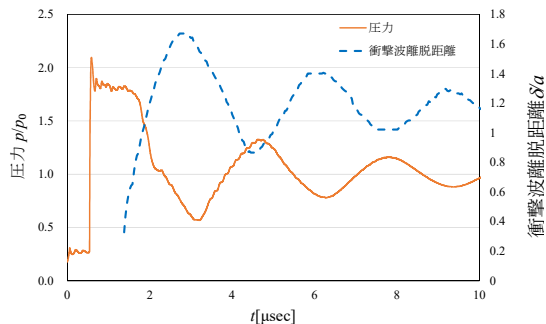
また第6, 7図にはCase1($AR=2$), 2($AR=0.25$)それぞれにおいて、前述の無次元圧力 p/p_0 と、無次元衝撃波離脱距離 δ/a を同一図にて表している。両者ともにほぼ逆位相で圧力と衝撃波離脱距離が変動している様子が見取れる。これは物体内部の圧力が外部に逃げた際には衝撃波は物体に対して遠ざかる方向へ行き、外部から内部へと圧力が移動した際には衝撃波は物体に対して接近方向に動くためである。また第3表にはそれぞれの振動数(複数周期における平均値)を示している。これらを見てわかるように、それぞれのケースにおいて圧力と衝撃波離脱距離はほぼ同じ振動数を示す。また圧力、離脱衝撃波距離ともにCase1($AR=2$)の方が約2倍の振動数を有していることが分かった。この理由は主流方向距離 b がCase1($AR=2$)はCase2($AR=0.25$)の0.5倍であることから情報の伝播する距離も0.5倍になったためと考えられる。



第5図 Case1, 2におけるよどみ点での圧力変動



第6図 Case1($AR=2$)における圧力と衝撃波の変動

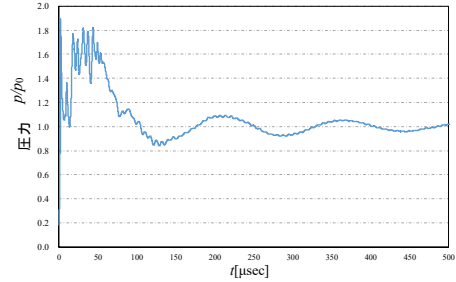


第7図 Case2($AR=0.25$)における圧力と衝撃波の変動

第3表 Case1, 2 ($AR=2, 0.25$)における離脱衝撃波と圧力の振動数(Hz)

Case	離脱衝撃波	圧力
1	1.44	1.3
2	0.749	0.724

4.4 Re 数依存 次に同アスペクト比($AR=0.25$)においてCase2($Re=8.0 \times 10^5$)とCase3($Re=5.4 \times 10^6$)を比較することでレイノルズ数による影響について考えていく。第8図には、Case3($Re=5.4 \times 10^6$)におけるよどみ点における圧力をピトー圧で無次元化した値の時刻履歴を表している。これらを見て分かる通り初期時間(0~100 μ sec)において高周波成分が多く含まれており、第5図に示したRe数が低い場合よりも複雑な流れ場になっていることが示唆される。



第8図 Case3($Re=5.4 \times 10^6$)におけるよどみ点での圧力変動

ここで本稿では、特徴的である初期時間(0~100 μ sec)に関して着目していく。前述したとおり第2表において、初期時間の代表的なものに関して圧力分布(第2列)、密度勾配分布(第3列)を表している。またCase2とCase3では時刻のオーダーが異なるが、現象が近い時刻について表している。ここで各時刻歴における流れ場の様子を考察していく。

①まず物体前方に衝撃波SW1が生じていることが分かる。このSW1はこの段階では、物体周りにわずかに離脱して存在している。さらに凹状物体の端部では衝撃波SW2が生じて、主流逆方向(左方向)に進んでいる。これは、右側に突如壁が現れた事により生じるRiemann問題に対応する。

②SW1は物体に付着し、時間経過とともに内部へ入り込んでいく。この入り込んだ衝撃波は壁面に当たることにより、形状が複雑化している。またSW2は主流逆方向に進んでいるが、粘性の影響を受けることにより衝撃波の形状は変化している。さらにその後方にはまた別の衝撃波SW3が生じている。これらに関しては圧力場を見ることででも明らかである。こうしてCase3では、Case2に比べ多くの衝撃波がパラシュート内部で発生し、複雑な流れ場が形成されている。これはCase2においては、Case3に比べRe数が小さい事から境界層が厚く、これがSW4通過後のパラシュート内部をほぼ満たしていたためである。またこの境界層厚さの違いは、①時点でCase3においては凹状物体(パラシュート)の爪部分にSW1が存在していた事に対し、Case2ではSW1が凹状物体を囲むより大きな離脱衝撃波であったことにも表れている。

③SW1はなおも存在しているが、凹状物体の爪部分に付着する衝撃波であるために大きな変形などは起きていない。SW2はさらに主流逆方向に進んでおり、先ほどと同様に粘性の影響を受けることで衝撃波は変形している。またSW3は衝撃波が進むことで後方の圧力上昇部分の厚みが増している。

④SW1は前段階と同様に定在している。またSW2はなおも前進しているが、衝撃波後方の圧力上昇部分が壁面での粘

性の影響を受けて範囲が広がっている様子が見て取れる。また SW3 は前進しており、それと同時に壁面ではさらに衝撃波 SW4 が生じている。

⑤SW2 が外部に流出しようとしており、それとともに物体に付着していた SW1 を巻き込み、物体から離脱しようとしている。また SW3, 4 の両者も主流逆方向(左方向)に進んでいる様子が分かる。この様子は圧力場を見ることでも分かる。(衝撃波後方の圧力上昇が顕著であるため。)

⑥前段階での SW1, 2 は合体することで離脱衝撃波 DS を形成し、物体の外に進んでいる。また SW3, 4 の後方には衝撃波 SW5 が生じている。

⑦DS は、なおも物体から離れる方向に進んでいる。また SW3 が物体外に出ようとしている様子が見て取れた。なお Case2 においては、内部に溜め込まれた圧力を外に逃がす過程で DS が物体からの距離を取っている。

⑧DS と SW3 が合体することで DS の後方で更なる圧力上昇が観察された。更に SW4 が SW2, 3 と同様に物体外へ出ようとしている。この後には SW5 も同様に物体外に出ていくことで DS はさらに物体外から離れる方向に移動する。また⑧の状態においては物体内部の圧力が上がりすぎているために、これ以上の衝撃波は生じず、ここから呼吸運動に遷移していく。この様子は管内の密度勾配分布がほぼ同様であることから分かる。

ここで Re 数を上げたことにより複数個の衝撃波が生じたメカニズムについて考えていく。管内超音速流中においては、発生した垂直衝撃波と管壁境界層との激しい干渉によって擬似衝撃波が発生することが幅広く知られている²⁰⁾。つまり Case2 と Case3 では Re 数が異なるために Case3 では境界層の影響を Case2 よりも受けたと考えられる。さらにこの Re 数を上げたことによる粘性の影響はこのように圧力の変動をもたらすために、実際にパラシュート内部では Area Oscillation の発生に起因していくものと考えられる。より短い時間スケールで衝撃波が複数個存在してしまうと考えられるため、形状を注意深く考慮した設計が必要である。

5. 結 論

開傘時における簡易パラシュート内外の流体数値解析を行った結果、以下の知見を得た。

- ・アスペクト比 2 では強い非定常性は見られない。
- ・アスペクト比 0.25 において圧力の溜め込み呼吸運動が観察される。これは、凹状物体内部の Riemann 問題を考える事で説明可能である。またマッハ 2 という超音速中におかれた物体の内部は最大でピトー圧の 2 倍の高圧にさらされる。
- ・また Re 数を 5.4×10^6 に上げる事で境界層が薄くなり、 $Re=8.0 \times 10^5$ では生じなかった複数衝撃波の発生(擬似衝撃波)が物体内部で確認できる。またこの影響により、初期時間において大きな圧力変動が生じる。これらは、超音速パラシュート開傘において起こる流体现象への新しい知見である。

なお本研究では JAXA で開発された計算ソルバ FaSTAR を用いて研究を行った。ここに記して感謝を示す。

参 考 文 献

- 1) Takayanagi, H., et al.: Development of Supersonic Parachute for Japanese Mars Rover Mission, 30th ISTS, 2015-e-08, Kobe, Japan, July 4-10, 2015.
- 2) Karagiozis, K., Kamakoti, R., Cirak, F., and Pantano, C.: A Computational Study of Supersonic Disk-Gap-Band Parachutes using Large-Eddy Simulation coupled to Structural Membrane, *J. Fluids Str.*, **27** (2011), pp.175-192
- 3) Sengupta, A.: Fluid Structure Interaction of Parachutes in Supersonic Planetary Entry, AIAA-2011-2541, 2011.
- 4) 雛田元紀, 他: 気球投下カプセルによる超音速パラシュートの実験, 宇宙科学研究所報告(32), 1995.
- 5) http://www.nasa.gov/mission_pages/tedm/ldsd/indx.html (Low-Density Supersonic Decelerator (LSDS)): アクセス日 2015/11/12)
- 6) 尾崎彰彦, 豊里里紗, 高倉葉子: 超音速流中における凹状物体周りの流れの高精度数値計算, 第 46 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, 2014, 2C08.
- 7) Xue, X., Koyama, H., Nakamura, Y., and Wen, C.-Y.: Effects of Suspension Line on Flow Field around a Supersonic Parachute, *Aerospace Science and Technology*, **43** (2015), pp.63-70.
- 8) 徳永賢太郎, 高柳大樹, 鈴木俊之, 森浩一, 藤田和央: 超音速パラシュートの開傘ダイナミクスに関する数値解析, 日本航空宇宙学会論文集, **65** (2017), pp. 208-214.
- 9) Sengupta, A., et al.: Supersonic Testing of 0.8 m Disk Gap Band Parachutes in the Wake of a 70 deg Sphere Cone Entry Vehicle, AIAA 2009-2974, 2009.
- 10) 田口正人, 仙波直樹, 岡田道尚, 安井一平, 北村圭一, 森浩一, 中村佳朗: 布製超音速パラシュートの空力特性, 日本航空宇宙学会論文集, **63** (2015), pp.241-247
- 11) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 坂下雅秀, ラフルール パウルス: 高速な非構造格子流体ソルバ FaSTAR の開発, 日本航空宇宙学会論文集, **63** (2015), pp.96-105.
- 12) Van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A New Approach to Numerical Convection, *J. Comput. Phys.*, **23** (1977), pp.276-299.
- 13) Shima, E. and Kitamura, K.: Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds, *AIAA J.*, **49** (2011), pp.1693-1709
- 14) Shima, E., Kitamura, K., and Haga, T.: Green-Gauss/Weighted-Least-Squares Hybrid Gradient Reconstruction for Arbitrary Polyhedra Unstructured Grids, *AIAA J.*, **51** (2013), pp.2740-2747.
- 15) 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史: 高速非構造 CFD ソルバ FaSTAR における新勾配制限関数, JAXA-SP-10-012, 2010.
- 16) Yoon, S. and Jameson, A.: Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, *AIAA J.*, **26** (1988), pp.1025-1026.
- 17) Spalart, P. and Allmaras, S.: A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA-1992-439, 1992.
- 18) Sengupta, A., et al.: Supersonic Performance of Disk-Gap-Band Parachutes Constrained to a 0-Degree Trim Angle, *J. Spacecr. Rockets*, **46** (2009), pp. 1155-1163.
- 19) 高林航輝: 剛体超音速パラシュートの空力解析, 横浜国立大学大学院工学府 平成 28 年度修士論文, 2017.
- 20) 松尾一泰, 圧縮性流体力学 内部流れの理論と解析, 理工学社, 1994.