

超音速パラシュートの非定常現象に関する

流体・構造連成シミュレーション

Simulation of Flexible Supersonic Parachute including Fluid-Structure Interaction

- 木全 裕之, 名大院, 愛知県名古屋市千種区不老町 1, E-mail: kimata@fluid.nuae.nagoya-u.ac.jp
田口 正人, 名大院, 愛知県名古屋市千種区不老町 1, E-mail: taguchi@fluid.nuae.nagoya-u.ac.jp
葛尾 一馬, 名大院, 愛知県名古屋市千種区不老町 1, E-mail: kuzuo@fluid.nuae.nagoya-u.ac.jp
森 浩一, 名大工, 愛知県名古屋市千種区不老町 1, E-mail: mori@nuae.nagoya-u.ac.jp
Hiroyuki Kimata, Nagoya University, 1 Furo-cho, Chikusa, Nagoya, Aichi 464-8603, JAPAN
Masato Taguchi, Nagoya University, 1 Furo-cho, Chikusa, Nagoya, Aichi 464-8603, JAPAN
Kazuma Kuzuo, Nagoya University, 1 Furo-cho, Chikusa, Nagoya, Aichi 464-8603, JAPAN
Koichi Mori, Nagoya University, 1 Furo-cho, Chikusa, Nagoya, Aichi 464-8603, JAPAN

The supersonic flow over a flexible parachute system is investigated using computational analysis. The oscillation of the fore shock of the canopy and the periodical deformation of the canopy called “canopy area oscillation” were observed in the experiment at ISAS/JAXA. It is the purpose of this study to simulate these oscillations as seen in experiments. We utilize Computational Fluid Dynamics (CFD) to investigate the flow around parachute and Computational Structure Dynamics (CSD) to interpret the consequent deformation of the canopy. The deformation of the flexible canopy was calculated with the mass-spring-damper (MSD) model. These two calculations are coupled together by the Immersed Boundary (IB) method. The simulation was tested at Mach 2. In this fluid-structure coupling simulation, flow interaction between the wake generated by the capsule and the shock in front of canopy was observed. Deformation of canopy is also calculated, and compared with experimental results.

1. Introduction

超音速パラシュートは火星などの惑星探査の際、ランディングミッションにおいて減速装置として用いられる。パラシュートはシンプルでコンパクトに格納できるため大気中での減速装置としてとても有用であるが、火星などの惑星探査においては空気密度がとても低いので、パラシュートは地球上とは異なり超音速での展開を行う。そのためパラシュートまわりの流れやキャノピーの変形の様子は地球上とは異なり、安全に運用するためには超音速でのパラシュートの挙動に関する調査が必要である。

超音速パラシュートに関しては、1960年代から数多くの実験的研究が行われてきた。その結果、パラシュートのキャノピーが膨張や収縮を繰り返すような変形（この現象は“canopy area oscillation”と呼ばれる。）などが風洞実験によって確認されている⁽¹⁾。文献 (1) では、Disc-Gap-Band パラシュートについて実験を行い、サスペンションラインによって乱された流れがキャノピーの変形の要因のひとつであると述べられている。

しかしながら、超音速パラシュートが用いられる火星などは、地球上とは環境が大きく異なるため、実際のパラシュート使用時の条件を実験で再現することは難しい。一方で CFD による解析は実際の条件を再現することが可能である。Karagiozis らは Disk-Gap-Band パラシュートについての計算を行い、カプセルのウェイクとキャノピー前方の衝撃波の干渉がキャノピーの変形の要因だと述べている⁽²⁾。しかし超音速パラシュートについては流体現象とパラシュートの変形についての解析や検証例は少ない。

この研究の目的は、CFD とパラシュート構造の連成計算によって超音速パラシュートまわりの非定常な流れ場の解析を行い、パラシュート前方の衝撃波の振動などの流体現象と、“canopy area oscillation” と呼ばれるキャノピーの収縮や膨張などの変形の関係について調べることである。また超音速風洞を使った実験

ISAS/JAXA にて行われており、実験結果と数値計算を比較することが本研究の目的である。

これまでの研究により、二次元での計算においてこのような Shock/wake interaction によりキャノピー前方の衝撃波の振動が観測されている。よって本計算では、実現現象をより再現した三次元のモデルを用いて解析を行い、キャノピーの振動が見られるか、また二次元のモデルでは見られなかったキャノピーの周期的な変形が見られるかを解析する。

2. Method of Simulation

A. Simulation Model

超音速風洞を用いた実験を模擬した三次元モデルについての計算が行われた。計算モデルを Fig.1 に示す。モデルは柔軟なキャノピーと剛体のカプセルから成っており、それらがサスペンションラインによって繋がれている。本計算ではサスペンションラインはカプセルとキャノピーを構造的につなぐもののみ考え、サスペンションラインと流体の干渉は考慮しない。カプセルは球形でキャノピーの初期形状は半球殻とした。また緒元を Table.1 に示す。

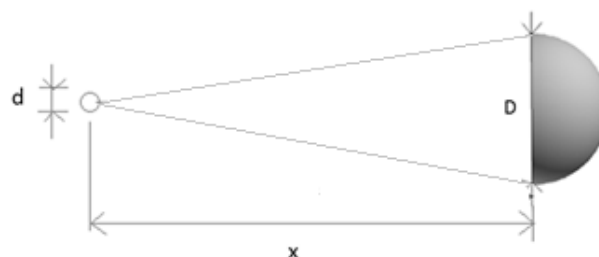


Figure1. 計算モデル

Table.1. Simulation Model

	D [mm]	d [mm]	L [mm]
Case A,B	50	4	100

キャノピーの変形に関しては, MSD モデルにより厚さ 0.1[mm] のナイロンを模擬している. またサスペンションラインは 10 本とした.

B. Numerical method

1) Fluid Calculation

圧縮性 Navier-Stokes 方程式が数値的に計算されている. 方程式は直交構造格子によって離散化され, 有限体積法で計算されている. 非粘性流束は SHUS⁽³⁾ によって評価され, MUSCL⁽⁴⁾ で高次精度化されている. 制限関数には Van Albada flux limiter を用いた. 粘性流束は 2 次の中心差分によって評価される. 乱流モデルについては本計算では乱流モデルを用いない計算 (Case A) と DES⁽⁸⁾ を用いた計算 (Case B) を行った. 時間発展は 3 次の TVD Runge-Kutta scheme⁽⁵⁾ によって行われている. この解法は衝撃波を伴う非定常現象をよく捕らえられるといわれており, Xue らは, 剛体パラシュートを用いた試験と計算がよく一致することを確認した⁽⁷⁾.

2) MSD model

キャノピーの変形の計算には, Mass-Spring-Damper (MSD) モデルを用いた. この方法ではまずキャノピーを Figure.2. に示すように格子で分割し, その節点に質点を配置する. それらの質点をばね・ダンパで結合することによってキャノピーを模擬する. 各質点の運動については, マス・ばね・ダンパ系の運動方程式となるので, それを時間発展することによってキャノピーの運動を再現する. またキャノピーに流体から及ぼされる力としては表面圧力を考える. 計算に用いられる質点の質量や, 連結に用いられるばねのばね定数は, キャノピーの密度, 厚さ, ヤング率などから算出される.

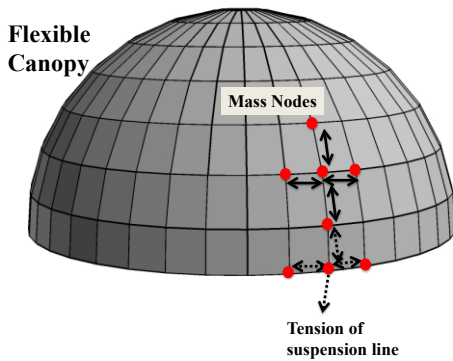


Figure 2. Mass nodes on the canopy

本計算で用いられた, 各質点のネットワークを Figure 3 に示す. また各質点の運動方程式を式(1)に示す. ここで m, k は上述の各質点の質量とバネ定数である. P は表面力で本計算では物体表面の圧力, また G は体積力 (本計算では 0) である. C_m, C_n は計算を安定させるための人工的なダンパであり, 小さい値を用いる.

$$m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = \sum_{k=1}^N \left(k_m \Delta l_k + c_m \frac{d(\Delta l_k)}{dt} \right) e_k - c_n (V_i \cdot n_i) n_i + \Delta P_i + G_i \quad \dots \text{式(1)}$$

N は各質点とつながっている質点の数であり, 面内では 4 または 8, キャノピーの端では 3 または 5, サスペンションラインは斜めのバネがつながっている質点とつながっており N は 6 である. また頂点では全方向とつながり N は 90 である. 総質点数は 32400 (Figure.2 で上下方向 90×周方向 360) とした. 本計算ではサスペンションラインの計算にも MSD モデルを用いた.

時間発展については 4 段階のルンゲ・クッタ法を用いた.

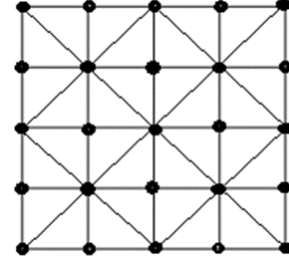


Figure 3. Two ways to connect between neighboring nodes

3) Immersed Boundary method

流体計算とキャノピーの構造計算は Immersed Boundary (IB)法によって連成されている. IB 法では物体表面の移動に合わせて流体計算で物体表面の境界条件を与えるセルを変化させていく (Figure.4). IB 法では物体が大きく変形するような流れ場を取り扱うことが可能である. 本研究では弱連成による計算を行った.

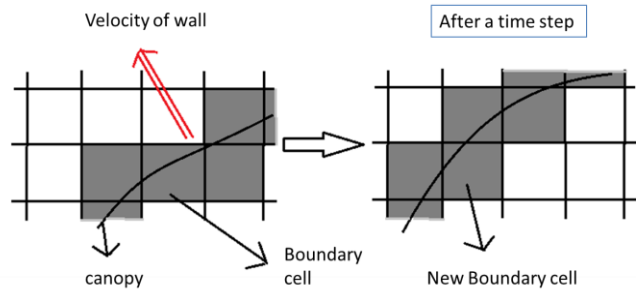


Figure 4. Immersed Boundary method

C. Computational condition

計算にはシングルブロックの直交格子をベースとした構造格子を用いた. 計算格子を Figure.5 に示す. 格子点数は 5000000 (125 × 125 × 320) で, 流体計算については三次元領域分割によって, MPI 並列化を行った. また計算条件は Table.2 に示す. これは名古屋大学の超音速風洞を模擬した条件である.

本計算では, 乱流モデルを用いないケース (Case A) と DES を用いたケース (Case B) についてシミュレーションを行い, 乱流モデルの影響についても調査した.

Table.2. Free stream condition used in this simulation

M_∞	Re	P_0	P_∞	T_0
2.0	$2.04 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$	166 kPa	21.0 kPa	298 K

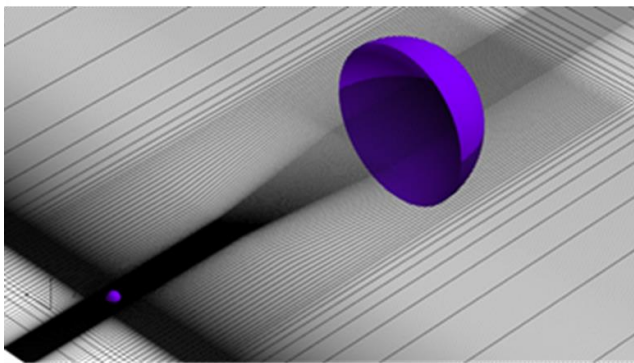
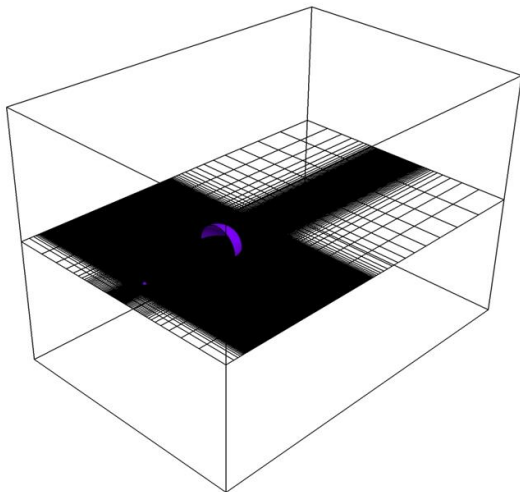


Figure 5. Computational grid

3. Experimental results to be compared with this simulation.

超音速風洞での実験も ISAS/JAXA にておいて行われた。実験ではキャノピー前方の衝撃波の振動や、“canopy area oscillation” が観測された (Figure 7)。実験模型ではキャノピーに接続されたサスペンションラインはライザーにつながれている (Figure.6)。サスペンションラインとライザーの長さはそれぞれ 50 mm, 40 mm, 初期のキャノピー直径は 70 mm, ゴア数は 12 である。試験条件を Table.3 に示す。

Table.3. Free stream condition in the experiment

M_∞	Re	P_0	P_∞	T_0
2.0	$1.63 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$	132 kPa	17.0 kPa	297 K

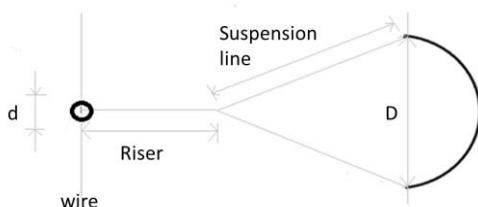
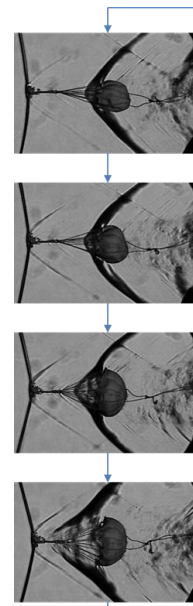


Figure 6. Experiment model

Figure 7 は Canopy area oscillation の一例を示している。キャノピー前方の衝撃波が前方の擾乱によって乱され上流側に移動し、その結果キャノピー内部の圧力が下がりキャノピーは収縮する。収縮後は衝撃波がキャノピーに近づくためキャノピー内部の圧力が上がり膨張する。このように流れ場とキャノピーの運動が連成した現象が観測された。



Oscillation of the fore shock of the canopy and Canopy area oscillation

Figure 7. Schlieren image of experiment

4. Results and Discussions

A. Flow structure around a supersonic parachute

超音速パラシュートの流れ場は 2 通りの構造をとりうる。一つは Figure 8 に示すもので、“reconstruction flow” と呼ばれる。図中のコンターは中心断面のマッハ数分布で、ここでは DES を用いた計算の結果を示す。これは超音速パラシュート周りの基本的な流れ場で、キャノピー前方に比較的強い衝撃波が生成されキャノピー内部が高い圧力となるため、大きな抗力係数が得られ、また形状も安定に保たれやすい。Figure 8 の状態では C_D は約 0.88 であった。もう一つの構造は Figure 9 に示すもので、“separation flow” と呼ばれる。これは Trailing distance (Figure 1 の x) が短い場合や、キャノピー前方の衝撃波がカプセルウエイクと大きく干渉して衝撃波がカプセルウエイクの亜音速領域まで到達した場合などにみられる流れ場で、キャノピー前方に衝撃波がない状態である。この場合キャノピー内部の圧力は低く、 C_D は約 0.23 と抗力も小さい。またキャノピー内部の圧力が低いため、キャノピーがつぶれるなどの変形を起こしやすく不安定な現象がみられる。

この二つの流れ場を決定する最大の要素は Trailing distance x であるが、シミュレーションにおいては計算格子などの影響によるカプセルウエイクの解像度や、CFD スキームなどの解法にも大きく影響されるため、シミュレーションにおいては注意する必要がある。

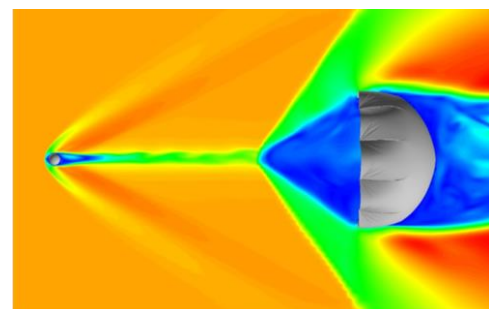


Figure 8-1. Reconstruction flow (マッハ数分布)

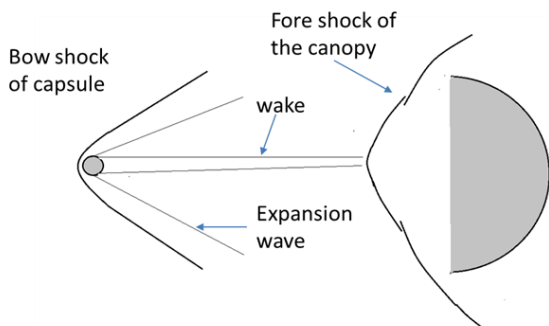


Figure 8-2. Reconstruction flow の流れ場の構造

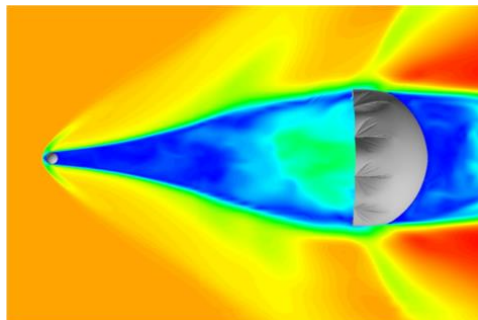


Figure 9-1. Separation flow (マッハ数分布)

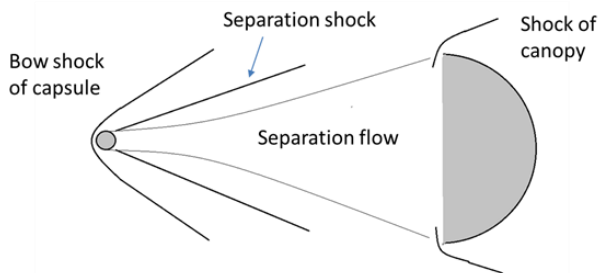


Figure 9-2. Separation flow の流れ場の構造

B. Unsteady dynamics around supersonic parachute system

ここでは超音速パラシュートに関する非定常な現象について述べる。本計算では乱流モデルを用いないケース (Case A) と DES を用いたケース (Case B) についてシミュレーションを行った。

はじめに Case A についての結果を示す。Figure 10-12 はキャノピーの様子とパラシュート周りの流れ場 (中心断面の密度分布) であり、Figure 13 は抗力の時間履歴である。C_D はサスペンションラインにかかる力から算出された抗力係数 (基準面積は初期形状の投影面積で一定値) で F_p はキャノピー表面の圧力の面積分の投影であり瞬間のキャノピーにかかる力の目安である。Figure 10 にみられるようにこの形状では基本的に reconstruction flow となる。またキャノピー前方の衝撃波がカプセルウェイクによって乱され主流方向に振動する様子が見られた。衝撃波の振動によるキャノピーまわりの圧力の変動によってキャノピーの形状や抗力も変動する様子が観測された。このキャノピーの振動もまた流れ場を変動させる要因となり、全体の変動現象が増幅される可能性がある。Figure 13 の高周波の振動はこのキャノピー前方の衝撃波とキャノピーの形状振動を示している。またこのような変動現象によりキャノピーの横方向への力が発生し、Figure 11 のような横方向への運動を引き起こした。さらにキャノピー前方の衝撃波の振動が大きく、カプセルウェイクの亜音速部分まで到達するような場合には、大きな canopy area oscillation が観測された。Figure 12 はその

様子を示している。キャノピー前方の衝撃波がカプセル近くまで到達すると、衝撃波が消滅して separation flow となる。このときキャノピー内部の圧力は下がり抗力も低下する (Figure 13 で t=30 ms 付近で大きく抗力が下がっている様子が見られる)。キャノピー内部が低圧となるためキャノピーは形状を保てず収縮した。キャノピーがしばむと再びキャノピー前方に衝撃波が発生しキャノピー内部の圧力が上昇しキャノピーは膨らみ元の形状に戻った。この一連の現象を canopy area oscillation といい、実験でも同様の現象が見られた (Figure 7)。ただし実験においては本計算では考慮していないサスペンションラインと衝撃波の干渉があるため、この canopy area oscillation が定量的に正確かどうかは検討する必要がある。

抗力の大きさについては実験に比べてやや大きな値となった (実験では 0.4 程度)。これはキャノピーの空気の透過率などの違いによるものと考えられる。

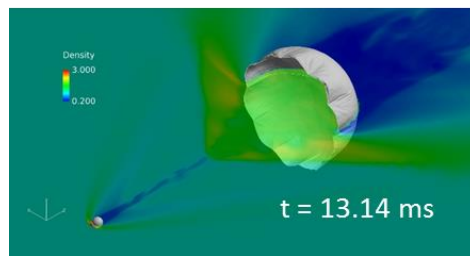
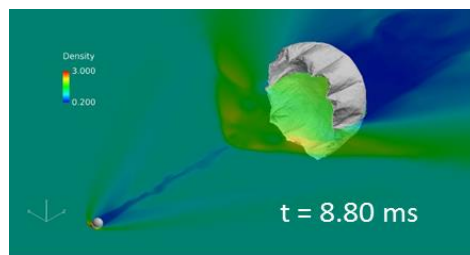


Figure 10. Case A (no model) での流れ場 (密度分布)

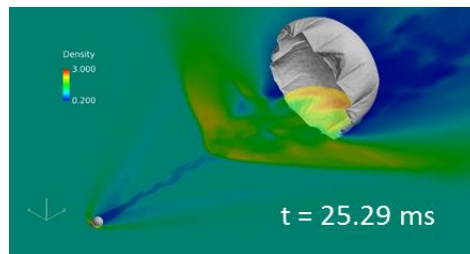
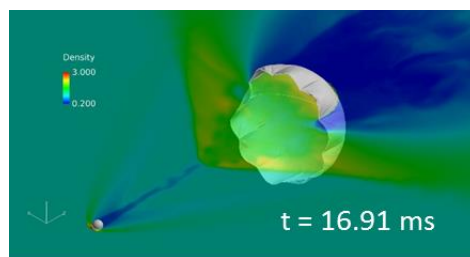


Figure 11. キャノピーの横方向への運動の様子

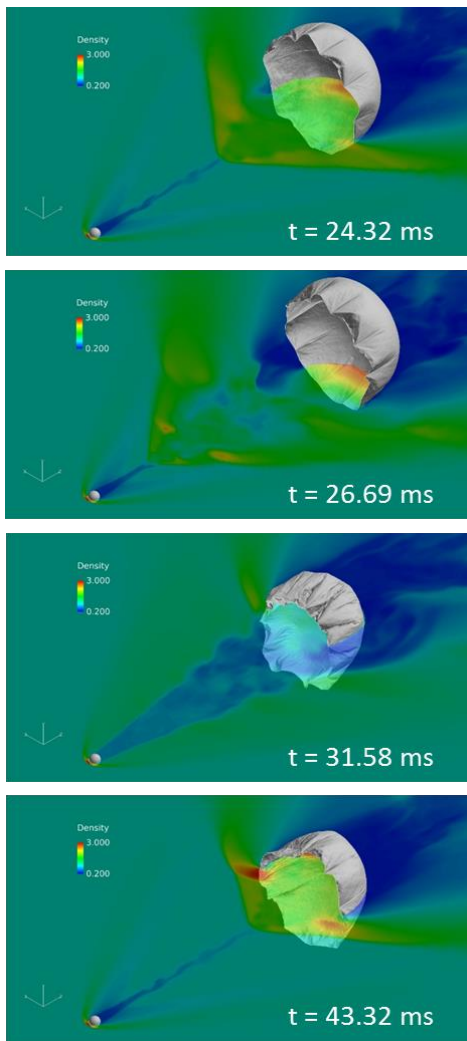


Figure 12. Canopy area oscillation の様子

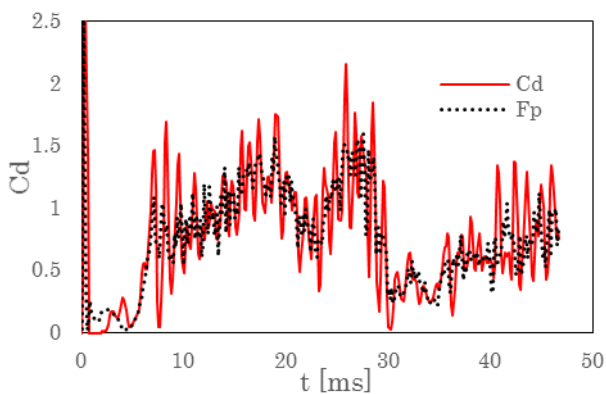


Figure 13. 抗力の時間履歴 (Case A)

次に Case B の結果を Figure14-15 に示す。DES を用いた計算でも reconstruction flow となったが、このケースではキャノピー前方の衝撃波の振動が弱く、そのためキャノピーの変形も小さく非常に安定な状態となった。これにより乱流モデルの影響によりパラシュートの非定常現象は大きく影響を受けることが分かった。これまでの研究で shock/wake interaction の起こる位置での格子密度が衝撃波の変動に大きくかわることが分かっていたが、同様に乱流モデルについても十分検討する必要があると分かる。ただし本計算については Figure 8-1 で見られるようにカプセルウエイク

がぼやけた状態になっており、格子数が足りていない可能性がある。そのためカプセル後流の格子数についても十分注意して検討する必要がある。

また衝撃波の振動などの流れ場の変動とキャノピーの変形は相互に作用している。そのため MSD モデルのパラメータも全体の現象に大きな影響を与えるため、十分に注意する必要がある。

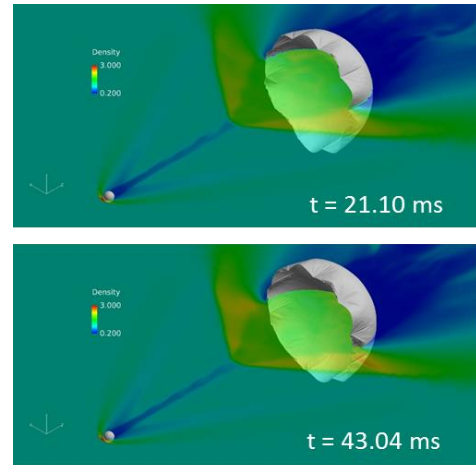


Figure 14. Case B (DESI) での流れ場 (密度分布)

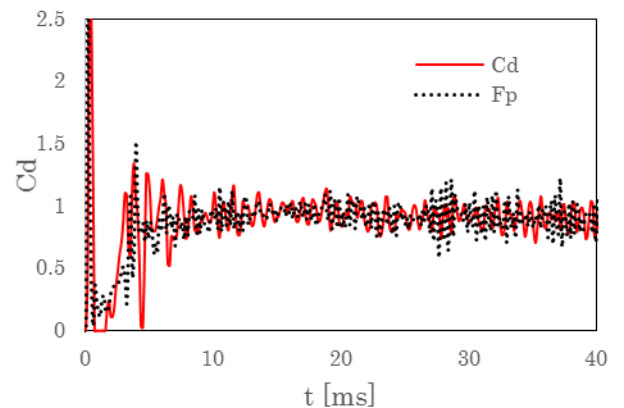


Figure 15. 抗力の時間履歴 (Case B)

5. Conclusion

カプセルを含む超音速でのパラシュートの流体・構造連成シミュレーションを行い、流れ場の構造としては reconstruction flow と separation flow の二つの構造が見られ、また大きな違いがあることが分かった。

パラシュートの非定常現象に関しては、Case A ではキャノピー前方の衝撃波とカプセルウエイクの干渉による衝撃波の振動やカプセルの変形が観測された。またそれらの変動によりキャノピーの横方向の運動も起こった。衝撃波の変動が大きな場合には実験でも観測されたような canopy area oscillation も見られた。一方で DES を用いたケース (Case B) では衝撃波やキャノピーの振動は非常に弱いものとなった。これはカプセルウエイクと衝撃波の干渉はカプセルウエイクの状態に大きく影響を受けるため、乱流モデルを変えたことにより違う現象となったと考えられる。ただし本計算では計算格子が DES や LES を用いる計算には格子数が足りなく、カプセルウエイクが十分に解像できていない可能性があり今後検証する必要がある。またキャノピーの MSD モデルのパラメータも非定常な変動に大きく影響を及ぼすため気を付ける必要がある。

パラシュートの非定常現象はこのように様々な要因の影響を受けることが分かったため、今後はそのような要因によりパラシュートに関する現象がどのような影響を受けるかを解析していく予定である。

6. Acknowledgement

風洞実験においては、風洞の使用許可をいただき、また支援してくださった ISAS/JAXA 関係者の皆様に深く感謝しております。

参考文献

- (1) Anita Sengupta, Richard Kelsch, † James Roeder, ‡ and Mark Wernet, Allen Witkowski ¶ and Mike Kandis: Supersonic Performance of Disk-Gap-Band Parachutes Constrained to a 0-Degree Trim Angle. JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS Vol. 46, No. 6, November-December 2009
- (2) K. Karagiozis, R. Kamakoti, F. Cirak, and C. Pantano.:A Computational Study of Supersonic Disk-Gap-Band Parachutes using Large-Eddy Simulation Coupled to a Structural Membrane. Journal of Fluids and Structures, 27:175-192, 2011.
- (3) E. Shima and T. Jounouchi. “Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) –AUSM Type Upwind Schemes–”. 1996.
- (4) W. K. Anderson, J. L. Thomas, B. van Leer: Comparison of Finite Volume Flux Vector Splitting for the Euler Equations, AIAA Journal, 24, (1986) pp. 1453-1460.
- (5) Shu, C.W. and Osher, S.: Efficient Implementation of Essentially Non-Oscillatory Shock-Capturing Schemes. Journal of Computational Physics, 77(1988), pp.439–471
- (6) Miyoshi, M., Mori, K. and Nakamura, Y.: Numerical simulation of Parachute Inflation process by IB Method, Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, 57 (2009), pp. 419-425 (in Japanese).
- (7) Xiaopeng Xue, Hiroto Koyama, and Yoshiaki Nakamura, “Numerical Simulation of Supersonic Aerodynamic Interaction of a Parachute System,” Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan, Vol.11, 2013, pp.33-42.
- (8) David C. Wilcox. Turbulence Modeling for CFD. DWC Industries, Inc., 2006