

極超音速衝撃波干渉流れにおける空力加熱の数値解析^{*1}

Numerical Analysis on Aerodynamic Heating in Hypersonic Shock Interacting Flow

北村 圭一^{*2}・中村 佳朗^{*2}
Keiichi KITAMURA and Yoshiaki NAKAMURA

Key Words: CFD, Hypersonic Flow, Shock Instability, Heat Flux, Shock/Shock Interaction, Boundary-Layer Separation

Abstract: It is still challenging to predict surface heat-transfer rate in hypersonic flow computations. In this paper, we first performed numerical experiments by changing numerical flux functions and meshes for a hypersonic flow around a hemisphere. Results show that AUSM+ flux function by Liou (1996) on a carefully refined mesh can lead to a shock stable solution with an accurate aerodynamic heating on the surface. Then, a numerical simulation on a hypersonic flow around two bodies involving a shock/shock interaction and a boundary-layer separation has been conducted by using the same method. Although this is a rather difficult problem with a complicated flowfield, comparisons show good agreement with the corresponding experimental data, including the surface heat-transfer rate profile. Therefore, we can say that we have established a numerical method to accurately predict surface heat-transfer in hypersonic shock interacting flows. Finally, detailed analysis of the computed flowfield has been made.

1. はじめに

近年、計算手法や計算機能力の進歩に伴い、CFD（数値流体力学）により様々な流れをシミュレーションすることが可能となっている。しかし極超音速流れの数値シミュレーションでは、しばしば“カーバンクル現象”¹⁾に代表される衝撃波不安定性が現れ、正しくない解に到達することがある。この衝撃波不安定性は、流れの条件（マッハ数、レイノルズ数、比熱比）、計算格子、計算方法（流束関数や精度）など多くの要素に依存するが²⁾、特に流束関数に関しては、既存の流束関数は、いずれもこのような不安定を発生させる危険があることが最近の研究から明らかにされている³⁾。カーバンクル現象は多次元計算で起こりやすいことから、多次元的な散逸項を用いて、これを回避する方法も提案されているが^{4, 5)}、Kitamuraら³⁾によれば、一次元的な不安定性が現れた場合には、この方法は有効でない。従って、一次元的と多次元的な衝撃波不安定性の双方を同時に回避する方法が求められるが、著者らの知る限り、そのような（単一の）流束関数は未だ確立されていない。ちなみに最近、Nishikawa and Kitamura の Rotated Riemann Solver⁶⁾が発表された。この方法では二つの流束関数を組み合わせて用いて、二つの衝撃波不安定性を回避している。

また、衝撃波に対する安定な解が得られた場合でも、極超音速流れの計算では、空力加熱率（壁面熱流束）の正確な予測が次なる課題となる。熱流束は温度勾配に比例する

が、超音速・極超音速域では通常、物体前方の衝撃波による総温の数値的な変化があると、壁面熱流束に影響を及ぼし、大きな誤差が発生する。従って数値計算から熱流束を求める場合には、衝撃波前後で全エンタルピーが保存される流束関数（AUSM+⁷⁾, AUSMPW+⁴⁾, RoeM2⁵⁾など）を用いることが望ましい。ちなみに、前述の Nishikawa らの方法⁶⁾では、用いられた二つの流束関数がいずれも全エンタルピーを保存しないことから、この方法にも熱流束の予測精度が課題として残っている。よって現段階では、個々の問題に応じて十分な解像度を持つ計算格子を作製し、工学的観点から満足と思われる解が得られる手法を選ぶことが有効と考えられる。

熱流束の計算は、格子の形状が歪むほど誤差が増大する⁸⁾。計算対象の物体形状が複雑なほど、一般に格子形状も複雑となり、熱流束の正確な予測が困難になると考えられる。極超音速流中の 2 物体からの衝撃波同士が干渉する流れ^{9~11)}は、現在でも熱流束の計算が困難とされる例であり、この流れ場を精度良く計算できる手法が現在求められている。

以上を踏まえ、本研究では、2 物体による衝撃波干渉を伴う三次元極超音速流れに対し、以下の手順で、壁面熱流束の数値計算を試みる。

1) 半球周りの極超音速流れを、いくつかの代表的な数値流束関数を用いて計算し、圧力分布と壁面熱流束分布を解析解^{12~14)}および実験データ^{15~17)}と比較する。

2) 1)において有効と判断された手法を用い、1)と同一の主流条件下で、半球円柱（半球部は 1）と同一）+デルタ翼からなる 2 物体 (TSTO : Two-Stage-To-Orbit) 間の空力干渉問題^{15~17)}を扱う。計算された圧力および熱流束は、

*1 © 2008 日本航空宇宙学会

平成 19 年 10 月 6 日原稿受理

*2 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

文献15)～17)における実験データと比較し、本計算の妥当性を確認する。また、格子収束性の確認も行う。更に、得られた計算結果から、実験では明らかにされなかった流れ場の詳細な構造を解明する。

2. 計算方法

2.1 計算対象および計算条件 前述のように、先ずは半球部のみの計算を行い、ここで確立された計算手法を用いて、2物体における衝撃波干渉問題を取り扱う。半球に対する計算格子は、第1表に示すCoarse, Baseline, Baseline2, Fineの4種類を用いたが、第1図にはCoarseのみを示す。Baselineの格子は、壁付近(n1)ではCoarseと同一で、壁から離れるにつれて格子間隔は指數関数的に増大し、壁からある程度離れると(n2)ほぼ等間隔となるように、壁垂直方向に格子を増加させている。Baseline2では、Baselineと格子点数は同じだが、n1内の格子分布を変化させ、壁近傍の格子幅を倍にしている。Fineの格子は、Baselineの格子に対して壁垂直方向の格子数を倍にしたもので、この方向の格子幅は半分になっている。

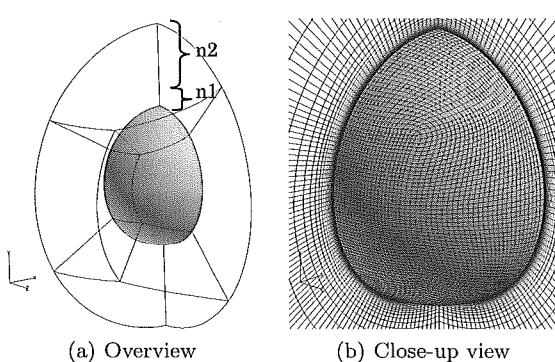
本研究で取り上げたTSTO模型を第2図に示す。子機(orbiter)は半球円柱で、親機(boostor)はデルタ翼で模擬されている。これら2物体の間隔は、衝撃波・衝撃波干渉が現れるように、 $h = 5\text{ mm}$ に設定されている。この物体形状に対応する計算格子(Baseline)を第3図に示す。半球部の壁付近(n1)における格子は、前述した半球のみの場合(Baseline)と同じである。一方その外側では、著者らの

経験に基づき、格子を可能な限り全体的に滑らかに形成し、かつ半球前方に多くの格子を配することで、西野ら^{15～17)}の実験結果で得られた複雑な衝撃波干渉を効率的に捉えるようにした。Fineの格子は、壁付近(n1)を除いて、これを全体的に更に細かくしたものである(第1表)。

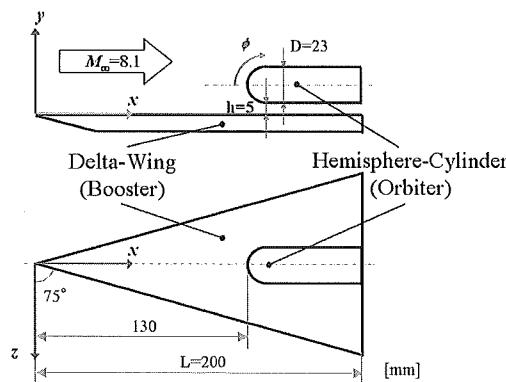
すべての場合の流れは、 $z = 0$ に関してスパン方向に対称であると仮定し、半面計算を行う。複雑形状に対応するため、計算空間は構造的に作られた複数のブロックからなるが、計算コードではこれらを非構造的に扱っている。使用したセル数など計算格子に関するパラメタを第1表に示す。ブロック総数および並列サブドメイン数(ノード数)は、半球の場合でそれぞれ4ブロック、4ノード、TSTOの場合で27ブロック、8ノードである。

いずれのケースも、一様流条件は名古屋大学衝撃風洞^{15～17)}と一致させている(第2表)。また、壁面条件は、滑り無しで、等温($T_w = 300\text{ K}$)としている。なお、最小格子幅に基づくレイノルズ数(格子レイノルズ数)は $Re_{cell} = 0.16 \sim 0.64$ で、これらはKlopfer and Yee¹⁸⁾による $Re_{cell} \leq 3$ の基準を満たしている(第1表)。従って、衝撃波干渉により急激に熱流束が増大した場合¹⁹⁾でも、壁近傍の温度勾配を十分に解像できると思われる。更にKlopferら¹⁸⁾によれば、衝撃波に沿う方向の格子解像度は、鈍頭物体表面の熱流束分布への影響が少ないため、半球の場合ではこれを変化させていない(第1表の物体表面セル)。

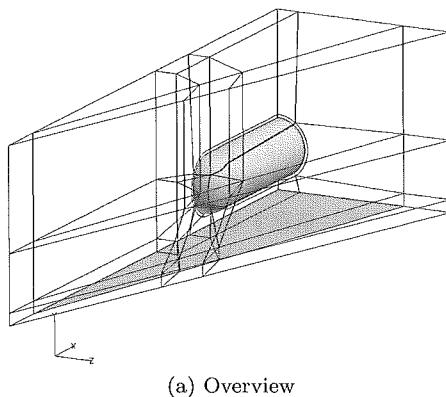
ちなみに子機模型先端は、主流方向に親機先端から $x/L =$



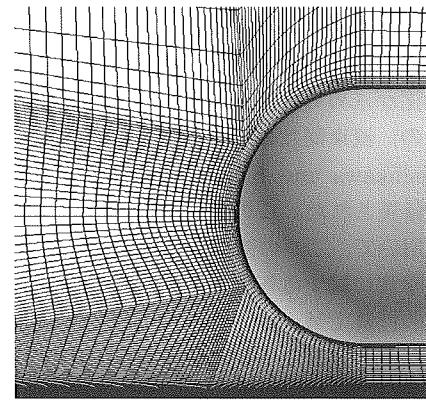
第1図 半球の計算格子



第2図 TSTO模型^{15～17)}



(a) Overview



(b) Close-up view

第3図 TSTOの計算格子

第1表 各ケースの計算格子パラメタと用いた流束関数

	総セル数	物体表面セル	壁垂直方向セル		格子レイノルズ数 Re_{cell}	流束関数
			n1 (物体付近)	+ n2 (外側)		
半球	Coarse	192,000	3,200	30	30	0.32 Roe, HLLE, AUSM+
	Baseline	320,000	3,200	30	70	0.32 HLLE, AUSM+
	Baseline2	320,000	3,200	30	70	0.64 AUSM+
	Fine	640,000	3,200	60	140	0.16 AUSM+
TSTO	Baseline	1,084,000	9,400	30	—	0.32 AUSM+
	Fine	2,304,000	13,500	30	—	0.32 AUSM+

第2表 名古屋大学衝撃風洞通風条件

$P_{0\infty}$	4.0 MPa	P_∞	370.6 Pa
$T_{0\infty}$	900 K	T_∞	63.73 K
ρ_∞	0.02026 kg/m ³	M_∞	8.1

0.65 ($x = 130$ mm) の位置にあり、この距離を基準としたレイノルズ数は、 $Re_x = 8.30 \times 10^5$ である。この位置では、親機上面では層流境界層が形成されていると考えられる¹⁵⁾。また、迎角は親機、子機共に $\alpha = 0$ deg としている。

2.2 計算方法 流体の支配方程式は三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。空間の離散化には、セル境界での物理量を Van Albada の limiter²⁰⁾ を用いた MUSCL 法²¹⁾ により最大三次精度で内挿し、それを使って、Roe²²⁾ (Harten²³⁾ の Entropy-Fix を適用), HLLE²⁴⁾, AUSM+⁷⁾ の 3 種類の方法で非粘性数値流束を計算した。Roe は数値粘性が少ない反面、カーバンクル現象が起きやすいことが知られている^{2, 25)}。一方、HLLE は衝撃波不安定性は現れにくいが、接触面が考慮されていないため、境界層の解像度が不十分である。AUSM+は衝撃波不安定性はあるが、比較的安定な流束関数として知られている^{2, 3)}。また、前節述べたように全エンタルピーが保存されるため、熱流束の計算に適していると考えられる。更に、AUSMPW+⁴⁾ や RoeM2⁵⁾ ように周囲のセル情報を必要とせず、非構造格子への適用も容易である。

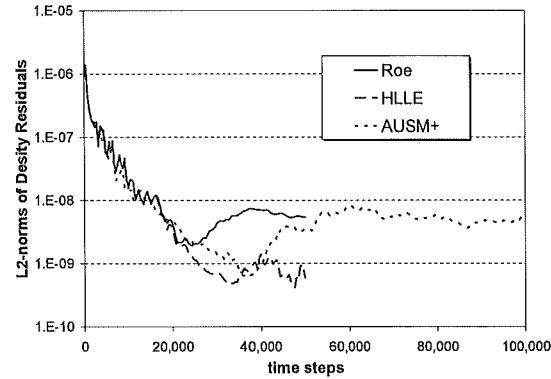
これら代表的な三つの流束関数を用いて半球の計算を行い、その中で最も信頼性が高いと判断された手法で TSTO を計算する。

ちなみに、粘性流束は二次精度中心差分で計算し、時間積分には後退差分による二次精度の非構造格子 LU-SGS²⁶⁾ を用いる。乱流モデルは用いず、流体(空気)は完全気体として扱う。この計算コードは MPI で並列化され、本研究室所有の PC クラスタで計算を実行した。

3. 結果と考察

3.1 半球

3.1.1 Coarse 格子の場合 Roe, HLLE および AUSM+ の 3 種類で計算した結果、いずれの場合も、約 20,000 ステップで残差(密度の L2 ノルム)が初期の 3 衡程度まで落ちた(第 4 図)。その後、Roe は残差が上昇し、HLLE は減少したが、どちらも約 50,000 ステップでほとんど変化しなくなったため、計算を終了した。一方、AUSM+の



第4図 半球 (Coarse) の計算の残差履歴

場合、一旦残差が初期の 4 衡近くまで落ち、約 40,000 ステップから再び上昇し、100,000 ステップまで 1 衡大きな値のままであった。これについては後で詳述する。

第 5 図に、50,000 ステップでの可視化結果($z = 0$ の対称面上と、物体表面上の圧力等価線図)を、また第 3 表に淀み点における熱流束値を示す。なお、AUSM+の場合、30,000 ステップの結果も示す。ここでは比較のため、Fay-Riddell¹²⁾による淀み点解析値や実験データ^{16, 17)}も示す。文献 16, 17)によれば、熱流束の測定値は最大で ±10% 程度の時間変動を示すため、実際の値はこの範囲の中にあると考えた。ただし、これはあくまでも半球のみのような定常流れに対する時間変動量であり、後述するような流れ場が非定常な場合には、実験誤差は更に大きくなるものと考えられる。

第 5 図を見ると、Roe の場合、衝撃波形状が滑らかでなく、本来軸対称であるはずの物体表面圧力分布が非対称となっている。これは、この流束関数がしばしば直面する衝撃波不安定性によるものである。一方、HLLE の場合は軸対称な流れ場となり、衝撃波を安定に捉えている。AUSM+の場合、30,000 ステップでは軸対称であるが、50,000 ステップでは非対称となる。

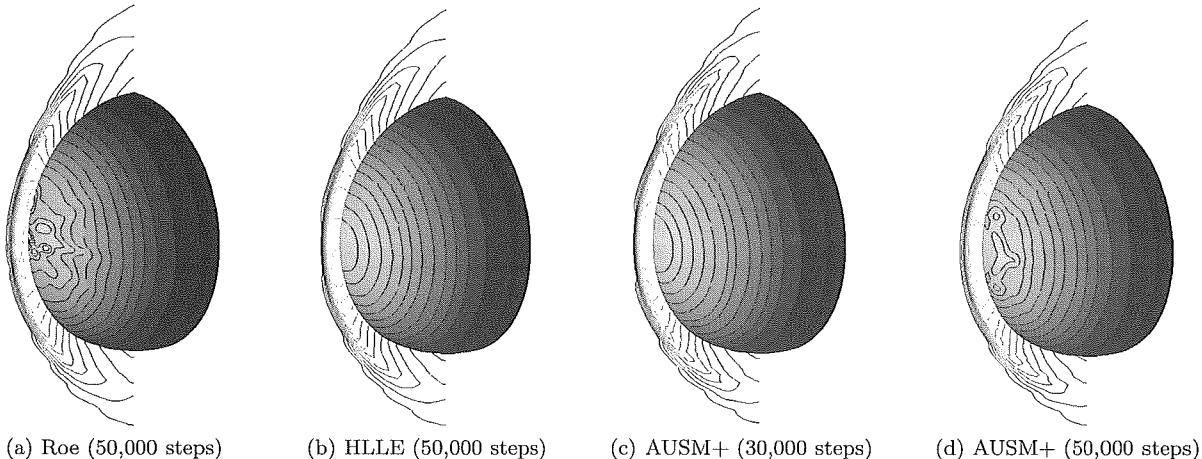
壁面熱流束を正確に捉えるためには、第 1 節で述べた理由から、流束関数が以下の三つの条件を具備している必要があると考えられる。

1) 衝撃波前後での全エンタルピーの保存

2) 境界層を十分に解像

3) 衝撃波形状の正しい捕捉

第 3 表から、Roe の場合は大幅な誤差を持つことが分か



第5図 半球 (Coarse) の計算結果の圧力等値線図

第3表 半球における淀み点熱流束値 $q_0 [\times 10^5 \text{ W/m}^2]$ (Coarse)

Roe (50,000 steps)	HLLE (50,000 steps)	AUSM+ (30,000 steps)	Fay-Riddell (50,000 steps)	Exp. ^{16, 17)}
7.05	3.27	3.42	1.39	3.228 ± 0.33

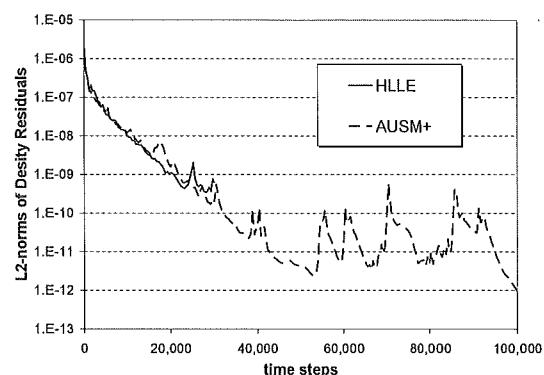
る。これは、この流束関数が、1) と 3) を満たしていないためである(第5図(a))。一方、HLLEの場合は、淀み点解析値や実験データに最も近く、信頼性の高い方法であるように思われる。しかしながら、この流束関数は、1) と 2) の条件を満たさないので、注意が必要である。

これらに対し、AUSM+の場合は、上記の条件をすべて満たし、30,000ステップでは解析値や実験値に近い値を示している。しかし、50,000ステップでは誤差が大きく、このときには衝撃波の形状が崩れ(第5図(d))、条件3)を満たさなくなる。第4図の残差履歴を見ると、残差は40,000ステップ付近から上昇し、これに対応して衝撃波不安定性が現れたと思われる。これは、この流束関数の潜在的な誤差が徐々に成長した結果であると考えられ、Kitamuraら³⁾の1.5次元テスト^{27~31)}で確認されたAUSM+の持つ性質と一致する。Kitamuraらによれば、この性質は衝撃波と計算格子線の相対的な位置関係に依存して現れるため、より細かい計算格子を用いることで衝撃波がより安定に捉えられ、この問題を回避できる可能性がある。

そこで、更に細かい格子を用いて、HLLEとAUSM+の結果を比較する。

3.1.2 Baseline格子の場合 HLLEおよびAUSM+のいずれの場合も、第6図に示すように約30,000ステップで残差が3~4桁減少した。このときの可視化結果(対称面および物体表面上の圧力等値線図)を第7図に、また淀み点での熱流束値を第4表に示す。なお、AUSM+の場合は100,000ステップの値も示す。

第7図を見ると、いずれの結果も衝撃波が滑らかに捕捉され、表面圧力分布も軸対称であることが分かる。しかし、第4表を見ると、HLLEの場合、淀み点熱流束値が解析値



第6図 半球 (Baseline) の計算の残差履歴

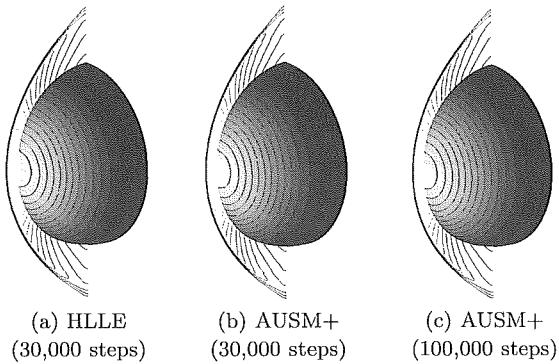
第4表 半球における淀み点熱流束値 $q_0 [\times 10^5 \text{ W/m}^2]$ (Baseline)

HLLE (30,000 steps)	AUSM+ (30,000 steps)	Fay-Riddell (100,000 steps)	Exp. ^{16, 17)}
4.44	3.10	3.10	3.228 ± 0.33

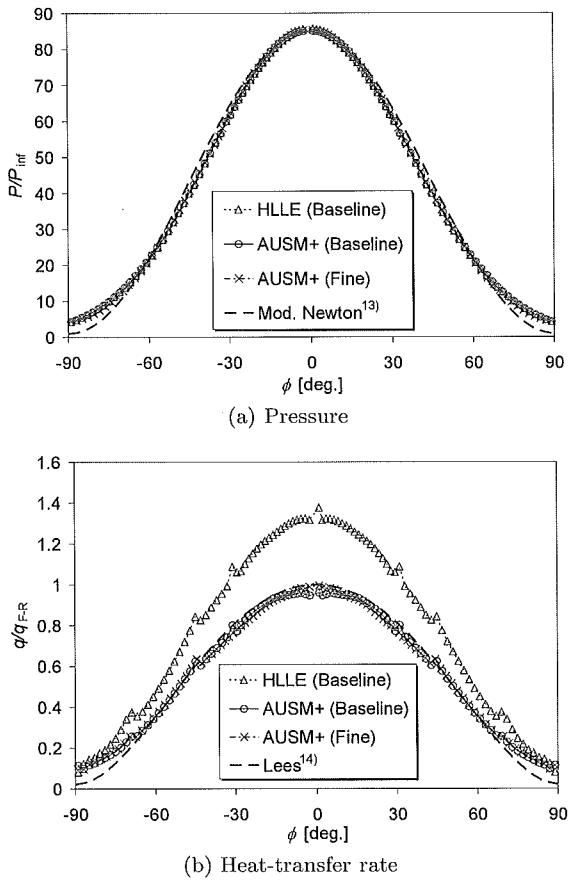
や実験値から大きく外れている。これは、HLLEが、前述の条件1), 2) を満たしていないためである。一方、AUSM+の場合は、淀み点熱流束値を精度良く予測でき、その値は、30,000~100,000ステップでは変化していない。

第6図の100,000ステップまでの残差履歴によれば、Baseline格子の場合には、残差は途中から振動はするが、最終的には収束解に向かっている。

30,000ステップでの対称面上の子午線に沿う圧力分布と壁面熱流束分布を、修正ニュートン流理論¹³⁾およびLees¹⁴⁾による解析解と共に第8図に示す(ϕ は半球子午線上の位置を表し、半球先端が 0° 、 $+y$ 方向が正、第2図参照)。HLLEとAUSM+は、共に圧力分布(第8図(a))に関しては解析解の分布を良く捉えている。一方、熱流束(第8図(b))に関してはHLLEでは大きな誤差が見られる。AUSM+では解析解の分布にほぼ一致しているが、ブロック境界や並列境界に起因するとと思われる値の不連続が数箇所($\phi = \pm 30^\circ$,



第7図 半球 (Baseline) の計算の圧力等価線図



第8図 半球子午線上における圧力および壁面熱流束分布の比較

$\pm 45^\circ$ など)で発生する。これらについて、異なる格子を用いて更に議論する。

3.1.3 Baseline2 格子および Fine 格子の場合
AUSM+を用いた場合、いずれの格子でも 30,000 ステップで残差が 3~4 衡減少した。このときの対称面上の子午線に沿う圧力分布および壁面熱流束分布を Baseline 格子の場合と同様に第 8 図に示す。ただし Baseline2 格子の場合は、Baseline 格子の場合と見分けがつかないほど一致したため、省略している。このことから、格子レイノルズ数の影響は $Re_{cell} \leq 0.64$ ではほぼ無いと言える。

Fine 格子の場合、圧力分布への影響はほとんど見られない（第 8 図 (a)）が、熱流束では、淀み点値は全ケース中で

第5表 半球における淀み点熱流束値 $q_0 [\times 10^5 \text{ W/m}^2]$ (Fine)

AUSM+	Fay-Riddell q_{F-R} ¹²⁾	Exp. ^{16, 17)}
(30,000 steps)	3.21	3.228 ± 0.33

最も解析解に近く（第 5 表）、淀み点付近の分布も、Baseline 格子の場合からわずかに変化している（第 8 図 (b)）。これは、格子をより細かくしたことにより、衝撃波がより正確に捉えられたためである。ただし、 $\pm 30^\circ$, $\pm 45^\circ$ などにおける値の不連続は残っている。

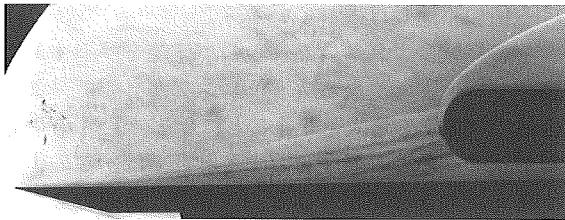
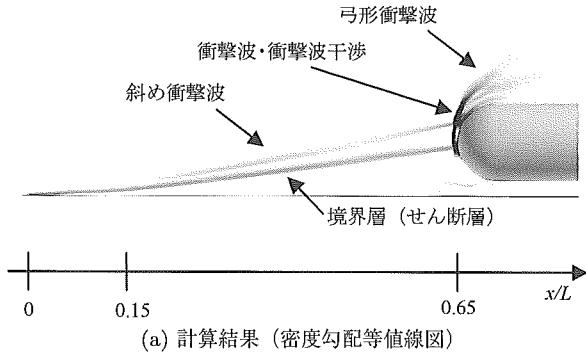
著者らの経験によれば、これらの不連続を解消するためには格子やコードの更なるチューニングが必要で、これは作業全体のコストを増大させることになる。TSTO のように複雑形状で、多くの格子を要する計算では、このようなコスト増大は大きな問題となる。一方で、前述のように圧力分布（第 8 図 (a)）は非常に滑らかで、流れ場そのものは正しく解かれていると言える。また、第 8 図 (b) に示す Baseline 格子と Fine 格子による AUSM+の熱流束分布の誤差は、全体的に数%のオーダで、実験データ^{16, 17)}の時間変動（最大約 10%）の範囲内には十分収まっている（第 4, 5 表）。以上のことから、Baseline 格子による AUSM+の場合が、コストを抑えて精度を出す計算法であると言える。

以上より、十分細かい計算格子を用いれば、AUSM+により信頼性の高い結果が得られることが明らかになった。これに基づき、以降では、非粘性流束の計算には AUSM+を採用し、半球だけの場合（Baseline 格子）と同程度の細かさの計算格子を半球部付近に作り、半球円柱とデルタ翼からなる TSTO 周りの衝撃波干渉流れ場を数値解析する。

3.2 TSTO 衝撃波干渉流れ

3.2.1 実験結果との比較 (Validation) Baseline 格子を用いた本計算では、境界層剥離が徐々に発達し、約 400,000 ステップ以降、衝撃波干渉位置や剥離位置などがわずかに変動する非定常な流れ場が得られた。このような変動は、他の研究者による衝撃波干渉や境界層剥離を含む流れ場の実験^{11, 32, 33)}においてしばしば観察され、その周期はいずれも 1 ms のオーダである。本研究でも、物理量の情報が後に示す剥離長さ（約 0.1 m）程度を音速（約 160 m/s）で往復すると仮定すれば、その周期はおよそ $0.2 \text{ m} / 160 \text{ m/s} = 1.25 \text{ ms}$ と推定できる。従って、計算結果として、これにほぼ対応する時間（境界層剥離位置の変動が減少し、しばらく経過した後の 480,000~580,000 ステップ間の 10 万ステップ）の平均値を用い、実験データと比較する。このとき、代表的な瞬時（508,000 ステップと 564,000 ステップ：それぞれ子機および親機表面での熱流束が最大となる時刻）での値も参考に示す。なお、実験データ（圧力と壁面熱流束）は約 10 ms の時間平均値である^{16, 17)}。

第 9 図で、計算結果の流れ場（対称面における密度勾配等価線図）と、実験によるシュリーレン可視化結果を比較する。いずれの結果でも、デルタ翼前縁付近から発生した斜め衝撃波と、半球円柱前方に形成された弓形衝撃波が衝撃波・衝

(b) 実験結果（シュリーレン写真）¹⁵⁾

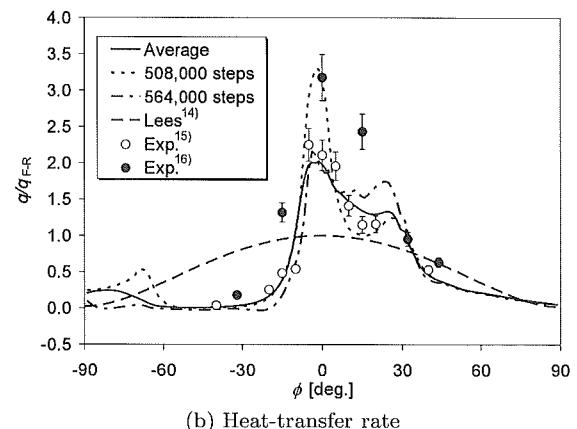
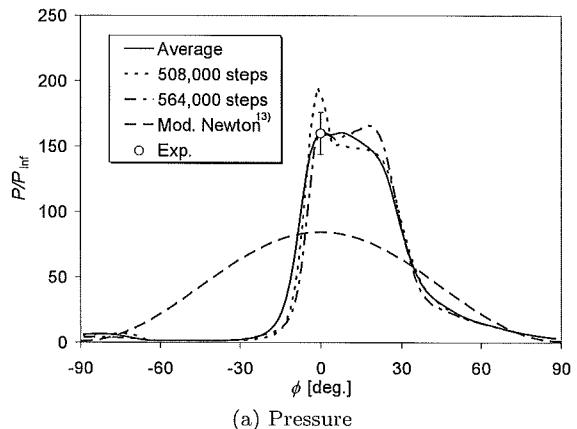
第9図 TSTO周辺の流れ場の比較

衝撃波干渉を起こしている。また、その干渉位置 ($\phi \approx 30^\circ$) も一致している。更に、斜め衝撃波のすぐ下方には剥離した境界層（せん断層）を表す線が発生し、これが入射する位置 ($\phi \approx -10^\circ$) から下には弓形衝撃波が現れていない。従って、ここから下の領域は流れが亜音速であるものと考えられる。これも実験と計算で一致している。以上より、本計算は実験結果の流れ場の特徴を良く捉えていると判断できる。

なお、計算結果では、半球円柱先端下方で、親機のすぐ上に衝撃波が発生しているが、これはシュリーレン可視化結果に現れていない。その理由は、シュリーレン写真は奥行き方向 (z 方向) の密度変化をすべて含み、このような局所的な変化が出にくいためと考えられる。従って、今回の計算結果を活用すれば、実験では得られない流れ場の詳細なメカニズムを解明できると思われる。

第10図は、半球部（子機前面）対称面子午線上における圧力分布と壁面熱流束分布である。圧力は、淀み点 ($\phi = 0^\circ$) で最大となり、半球のみの場合 ($P_0/P_\infty = 84.9$) の約2倍にまで上昇している。これは本研究室の石川ら（私信）による実験結果と良く一致している。一方、熱流束も淀み点付近でピークを示し、平均値は半球のみの場合の約2倍、最大値は約3.2倍となっている。また、 $-70^\circ < \phi < -10^\circ$ の範囲では半球のみの場合よりも低い値となっている。これらは実験データの分布と合致している。

計算結果が時間的に大きく変化する子機先端部 ($-10^\circ < \phi < 30^\circ$) では、計算結果と文献 16), 17) の実験データにおいて、また文献 15) と 16), 17) の実験値同士においてもそれぞれ差が見られるが、このような非定常領域では実験データの信頼性が低下しており、実際の値はエラーバーよりも更に外にある可能性がある。なぜならば、熱流束の実験データは、時間刻み $\Delta t \approx 100 \mu\text{s}$ 間での値の変化が線



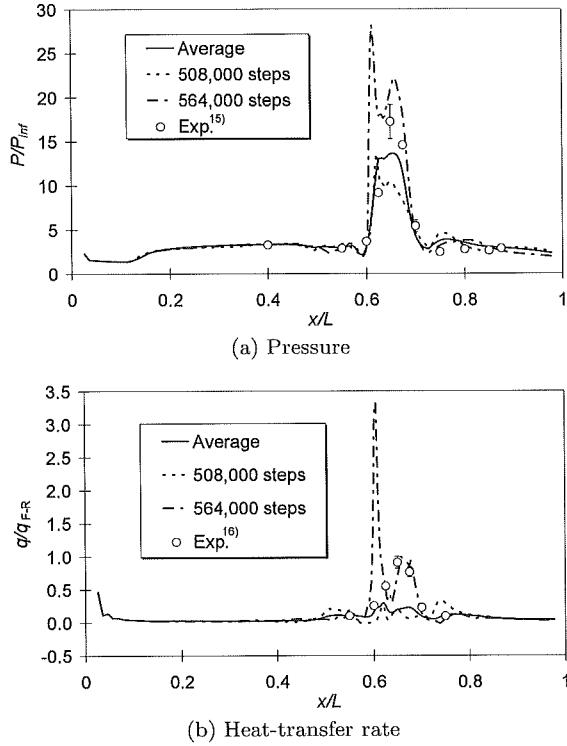
第10図 半球部子午線上における圧力および壁面熱流束分布（Baseline 格子）

形であるという Cook らの仮定³⁴⁾に基づいているためである^{15)~17)}。一方計算結果では、この間でも値が大きく変化し、線形近似は成立していない。従って子機先端部では、実験データがこの非定常変化を正しく捉えていないものと考えられるので、この領域での定量値の比較は議論しないものとする。

デルタ翼（親機）上面の対称線上についても、同様のデータを第11図に示す。圧力と熱流束は共に、 $0.6 \leq x/L \leq 0.7$ の範囲で、つまり半球淀み点のほぼ直下付近で上昇しており、これは実験結果と同じ傾向である。この範囲での計算結果は、時間的に子機先端部よりも更に激しく変化している。計算結果の平均値は全体的に実験データより低く、最大値にて近くなるが、ここでも、実験データが非定常な変化を正しく捉えていないと考えられるので、定量的な比較は行わないものとする。

以上より、本計算結果は時間変化の少ない領域では実験結果と定量的に一致し、時間変化の大きい領域でも傾向は両者で一致しており、この実験を精度良く再現できたと言える。その理由を整理すると以下のようになる。

- i) 壁面近傍のみならず十分細かい計算格子を、複数のブロックに分割して滑らかに形成する
 - ii) AUSM+により非粘性流束を計算する
- このようにすれば、複雑形状周りの三次元極超音速衝撃



第11図 デルタ翼上面対称線上における圧力および熱流束分布 (Baseline格子)

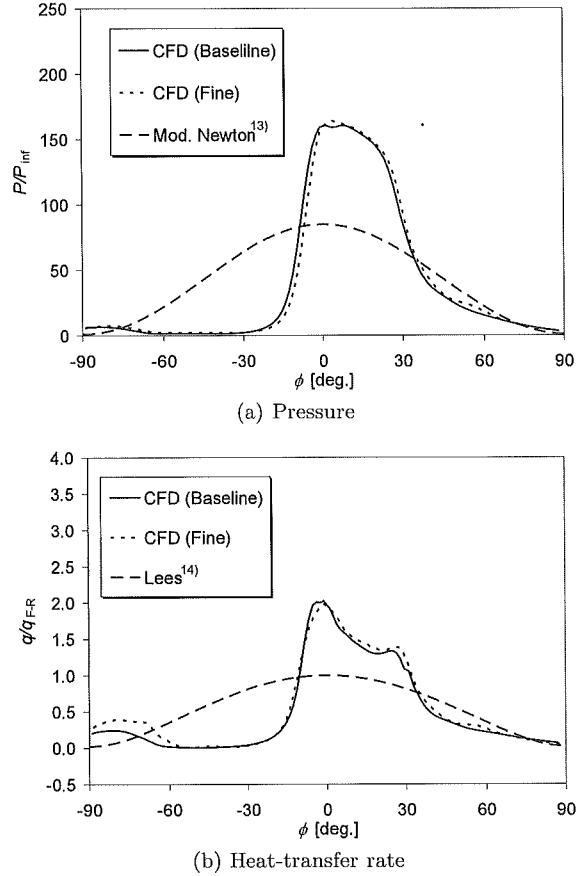
波干渉流れ場は、壁面熱流束を含めて精度良く解くことができると思われる。

3.2.2 格子解像度の影響 (Verification) 次に、Fine格子を用いたTSTOの計算を行い、Baseline格子の結果との比較を行う。

第12図は、第10図と同様、半球部（子機前面）対称面子午線上における圧力分布と壁面熱流束分布である。圧力、熱流束共にFine格子とBaseline格子の結果はほぼ一致している。これにより、本計算の格子収束性が確かめられた。ちなみに $-90^\circ < \phi < -60^\circ$ の範囲で熱流束分布に多少違いが見られるが、圧力分布を見る限りでは流れ場への影響はほとんど無いものと考えられる。

3.2.3 流れ場の解析 (Analysis) 本計算結果の妥当性が示されたので、次に、Baseline格子の結果に基づき干渉流れ場を解析する。

第13図は流れ場全体の三次元構造で、いくつかの断面におけるマッハ数等高線と、マッハ数の等值面 ($M = 7.9$: 一様流マッハ数 8.1 よりわずかに低い値) が描かれている。この流れ場では大きく分けて二つの衝撃波、つまり半球円柱前方の弓形衝撃波とデルタ翼からの斜め衝撃波が発生している。それらは三次元的な形状で、それぞれ鈍頭形状および円錐の一部を切り取った形状である。更に、それらは三次元的に干渉し、干渉位置が曲線を描いている。この衝撃波・衝撃波干渉線は、対称面を起点にスパン方向 (z 方向) へ広がりながら下流方向に向かっている。この干渉線は、第9図 (b) のシュリーレン写真でも、対称面上の衝撃波・衝撃波干渉位置から、半球表面上の $\phi \approx 30^\circ$ の位置ま



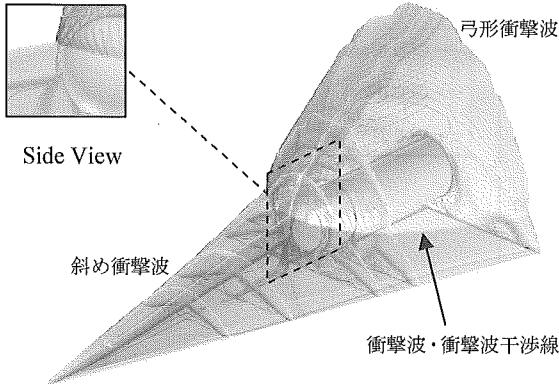
第12図 半球部子午線上における圧力・壁面熱流束分布 (Fine格子)

での短い線として現れている。

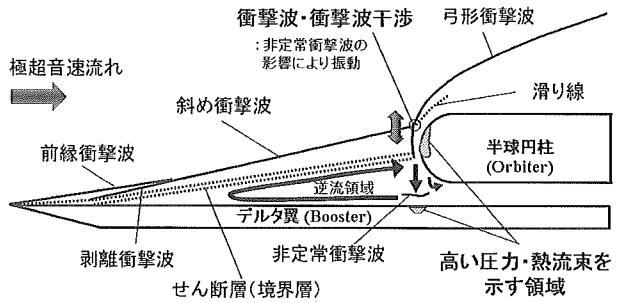
第14図は、対称面の干渉位置付近の速度ベクトルと密度勾配等値線で、半球表面上の圧力等値線も描かれている(白い部分が高圧)。この図によると、半球対称面子午線上で圧力の高い $-10^\circ \leq \phi \leq 25^\circ$ の領域に至る流れは、斜め衝撃波と弓形衝撃波の二つの衝撃波を通過して来ることが分かる。この場合の総圧損失は、弓形衝撃波を一つだけ垂直に通過する場合(衝撃波干渉が無い場合に相当)に比べて小さくなるため³⁵⁾、この領域では淀み点圧力が上昇し、高圧になっている。西野ら⁽¹⁵⁾により報告されているように、ここでは壁面熱流束も圧力との相関⁽¹³⁾で上昇している(第10図(b))。

このような局所的な高圧領域が形成されると、今度はここから加速流が発生する。第14図を見ると、半球部の $-70^\circ < \phi < -10^\circ$ の範囲ではこの流れが半球表面に沿わなくなり、時間平均場や508,000ステップでは、渦が生じている。この領域での圧力と熱流束の低下は、このためと考えられる(第10図)。

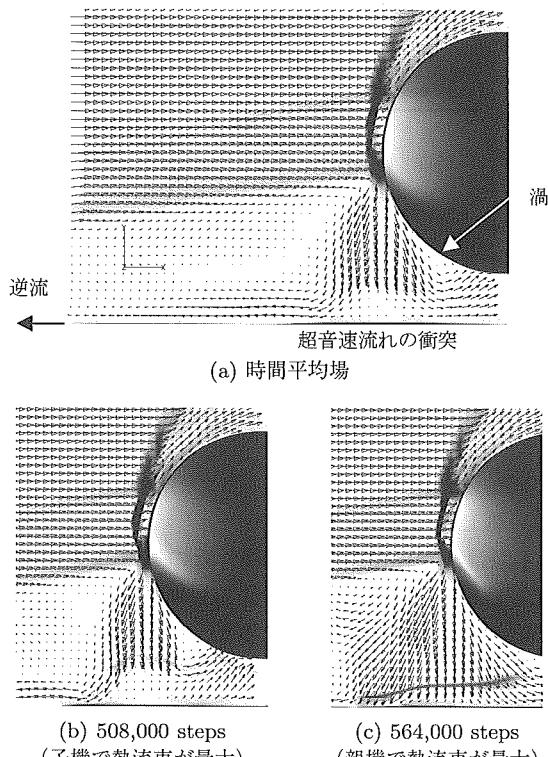
またこの高速流、つまり半球の高圧領域から下方のデルタ翼上面へ向かう流れは、デルタ翼に衝突する直前で衝撃波を形成している。この衝撃波の位置や形状は時間と共に変化している。デルタ翼上のこの領域で圧力や熱流束が上昇し、かつその値が大きく変化しているのはこのためである($0.6 \leq x/L \leq 0.7$ 、第11図)。更にこの影響により、可



第13図 衝撃波・衝撃波干渉流れ場の三次元構造



第15図 TSTO周囲極超音速衝撃波干渉流れ場の概要



第14図 衝撃波・衝撃波干渉位置付近の流れ場の詳細

視化結果からは確認できないが、半球前方の流れもわずかに乱され、これが、半球表面の圧力・熱流束値の変動の原因となっていると考えられる(第10図)。

その一方で、デルタ翼面上の圧力上昇により、その上流に逆圧力勾配が伝播し、境界層が剥離している。第9図より、この剥離開始位置は $x/L \approx 0.15$ 付近と考えられ、剥離領域の長さはコード長の約半分(約0.1m)にも及ぶ。この位置は、第11図(a)で、圧力が一様流静圧からわずかに上昇し始める位置に相当する。この位置から発生する境界層剥離に伴う剥離衝撃波が、この圧力上昇の原因である。剥離衝撃波は、前縁から発生した弱い衝撃波(前縁衝撃波)と合体して、一つの斜め衝撃波を形成し、これが子機前方の弓形衝撃波と干渉をしている。

以上述べたように、本研究で扱ったTSTO周囲の流れ場

は、衝撃波・衝撃波干渉や境界層剥離、更には非定常に変化する衝撃波が互いに影響し合う複雑な流れ場であることが明らかになった。この流れ場の解釈を第15図に図示する。

4. まとめ

本研究では、複数のブロックからなる計算格子を作製し、代表的な三つの数値流束関数を用いて、半球周りの三次元極超音速流れを計算した。結果を以下にまとめる。

- Roe や HLLE の方法は、1) 全エンタルピーの非保存や 2) 境界層解像度の低さ、そして 3) 衝撃波不安定性から、壁面熱流束を正しく予測できない。
- AUSM+の方法では、衝撃波不安定性は、十分細かい計算格子を用いれば、回避できる。このとき得られる壁面熱流束は、解析解に良く一致する。
- この結果に基づき、子機(半球円柱)と親機(デルタ翼)からなる2物体(TSTO)周囲に形成される極超音速衝撃波干渉流れ場を、十分細かい計算格子と AUSM+法を用いて数値計算した。その結果は以下のようになる。
- 計算結果は定性的・定量的に実験結果と一致した。本研究で採用した方法により、複雑形状周りの衝撃波干渉流れ場を、壁面熱流束を含めて精度良く解けることが実証された。また、格子収束性も確認した。
- 計算結果に基づく流れ場の詳細な解析により、実験では得られなかった、衝撃波・衝撃波干渉や境界層剥離、更には非定常に変化する衝撃波が互いに影響し合う複雑なメカニズムが解明された。

本研究で使用した実験データは、西野敦洋博士(現産業技術総合研究所)、石川尊史氏、岡田拓巳氏(現三菱重工業(株))より提供を受けた。実験データの精度については、西野博士、博士課程の小澤啓伺氏、修士課程の花井勝祥氏らと詳細に議論した。また、計算コードの開発には、Igor Men'shov 博士(現ロシア科学アカデミー)、金子宗嗣博士(現本田技研工業(株))、中村哲也氏(現川崎重工業(株))、畠中圭太氏(現三菱重工業(株))、橋本敦博士(現JAXA)、博士課程の越智章生氏、修士課程の上野陽亮氏、廣瀬健一氏、後藤良典氏(現東京大学院)の協力を仰いだ。更に非粘性流束の計算法は、Philip Roe 教授との議論に基づいている。これらのご協力・ご援助に心より感謝の意を表する。

参考文献

- 1) Peery, K. M. and Imlay, S. T.: Blunt-Body Flow Simulations, AIAA Paper 88-2904, 1988.
- 2) Pandolfi, M. and D'Ambrosio, D.: Numerical Instabilities in Upwind Methods: Analysis and Cures for the "Carbuncle" Phenomenon, *J. Comput. Phys.*, **166** (2001), pp. 271–301.
- 3) Kitamura, K., Roe, P. and Ismail, F.: An Evaluation of Euler Fluxes for Hypersonic Flow Computations, AIAA Paper 2007-4465, 2007; submitted to AIAA J.
- 4) Kim, S. S., Kim, C., Rho, O. H. and Hong, S. K.: Cures for the Shock Instability, Development of a Shock-Stable Roe Scheme, *J. Comput. Phys.*, **186** (2003), p. 342.
- 5) Kim, K. H., Kim, C. and Rho, O. H.: Methods for the Accurate Computations of Hypersonic Flows I. AUSMPW+ Scheme, *J. Comput. Phys.*, **174** (2001), pp. 38–80.
- 6) Nishikawa, H. and Kitamura, K.: Very Simple, Carbuncle-Free, Boundary-Layer-Resolving, Rotated-Hybrid Riemann Solvers, *J. Comput. Phys.*, **227** (2008), pp. 2560–2581.
- 7) Liou, M.-S.: A Sequel to AUSM: AUSM+, *J. Comput. Phys.*, **129** (1996), pp. 364–382.
- 8) Gnoffo, P. A. and White, J. A.: Computational Aerothermodynamic Simulation Issues on Unstructured Grids, AIAA Paper 2004-2371, 2004.
- 9) Gnoffo, P., Buck, G., Moss, J., Nielsen, E., Berger, K. and Jones, W. T.: Aerothermodynamic Analyses of Towed Balloons, AIAA Paper 2006-3771, 2006.
- 10) Yamamoto, Y., Nagai, S., Koyama, T., Tsuda, S., Hirabayashi, N. and Hozumi, K.: CFD Analysis and Wind Tunnel Experiments of Hypersonic Shock-Shock Interaction Heating for Two Hemi Sphere Cylinder Problem, AIAA Paper 2002-0217, 2002.
- 11) Houwing, A. F. P., Smith, D. R., Fox, J. S., Danehy, P. M. and Mudford, N. R.: Laminar Boundary Layer Separation at a Fin-Body Junction in a Hypersonic Flow, *Shock Waves*, **11** (2001), pp. 31–42.
- 12) Fay, J. A. and Riddell, F. R.: Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air, *J. Aeronaut. Sci.*, **25** (1958), pp. 73–85.
- 13) Anderson, J. D., Jr.: Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics, AIAA Publications, AIAA, Reston, VA, 2000, pp. 53–56.
- 14) Lees, L.: Laminar Heat Transfer Over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds, *Jet Propulsion*, **26** (1956), pp. 259–269, 274.
- 15) 西野敦洋, 石川尊史, 岡田拓巳, 中村佳朗: 極超音速域におけるデルタ翼・球頭円柱間の空力干渉流れ場, 日本航空宇宙学会論文集, **52** (2004), pp. 289–294.
- 16) 西野敦洋: 高速気流中における二段式宇宙往還機の空力干渉に関する研究, 名古屋大学博士論文, 2005.
- 17) 西野敦洋, 石川尊史, 北村圭一, 中村佳朗: 極超音速 TSTO 空力干渉流れ場における 2 物体間隔の空力加熱率への影響, 日本航空宇宙学会論文集, **53** (2005), pp. 503–509.
- 18) Klopfer, G. H. and Yee, H. C.: Viscous Hypersonic Shock-on-Shock Interaction on Blunt Cowl Lips, AIAA Paper 88-0233, 1988.
- 19) Edney, B.: Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speed in the Presence of an Impinging Shock, Aeronautical Research Inst., FFA Rept. 115, Sweden, 1968.
- 20) Van Albada, G. D., Van Leer, B. and Roberts, Jr., W. W.: A Comparative Study of Computational Methods in Cosmic Gas Dynamics, *Astron. Astrophys.*, **108** (1982), pp. 76–84.
- 21) Van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. V. A Second-Order Sequel to Godunov's Method, *J. Comput. Phys.*, **32** (1979), pp. 101–136.
- 22) Roe, P. L.: Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, *J. Comput. Phys.*, **43** (1981), pp. 357–372.
- 23) Harten, A.: High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, *J. Comput. Phys.*, **49** (1983), pp. 357–393.
- 24) Einfeldt, B.: On Godunov-Type Methods for Gas Dynamics, *SIAM J. Numer. Anal.*, **25** (1988), pp. 294–318.
- 25) Quirk, J. J.: A Contribution to the Great Riemann Solver Debate, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, **18** (1994), pp. 555–574.
- 26) Men'shov, I. S. and Nakamura, Y.: Implementation of the LU-SGS Method for an Arbitrary Finite Volume Discretization, Proceedings of the 9th Japan Conference on CFD, A10-2, 1995, pp. 123–124.
- 27) Dumbser, M., Moschetta, J. M. and Gressier, J.: A Matrix Stability Analysis of the Carbuncle Phenomenon, *J. Comput. Phys.*, **197** (2004), pp. 647–670.
- 28) Sanders, R., Morano, E. and Druguetz, M. C.: Multidimensional Dissipation for Upwind Schemes: Stability and Applications to Gas Dynamics, *J. Comput. Phys.*, **145** (1998), pp. 511–537.
- 29) Ismail, F.: Toward a Reliable Prediction of Shocks in Hypersonic Flow—Resolving Carbuncles with Entropy and Vorticity Control, Ph.D. Dissertation, University of Michigan, 2006.
- 30) Ismail, F., Roe, P. L. and Nishikawa, H.: A Proposed Cure to the Carbuncle Phenomenon, 4th ICCFD, 2006.
- 31) Roe, P., Nishikawa, H., Ismail, F. and Scalabrin, L.: On Carbuncles and Other Excrescences, AIAA Paper 2005-4872, 2005.
- 32) Feszty, D., Badcock, K. J. and Richards, B. E.: Driving Mechanisms of High-Speed Unsteady Spiked Body Flows, Part 2: Oscillation Mode, *AIAA J.*, **42** (2004), pp. 107–113.
- 33) 岩崎地平, 村上 哲, 本阿弥眞治: 鈍頭フィンによる衝撃波/平板乱流境界層干渉場の非定常圧力変動について, 日本機械学会論文集 B 編, **64** (1998), pp. 3630–3635.
- 34) Cook, W. J. and Felderman, E. J.: Reduction of Data from Thin Film Heat Transfer Gauges—A Concise Numerical Technique, *AIAA J.*, **4** (1966), pp. 561–562.
- 35) Anderson, J. D., Jr.: Modern Compressible Flow with Historical Perspective, 3rd ed., McGraw Hill, New York, NY, 2003, pp. 157–158.