

極超音速希薄風洞流れ場の粒子計算解析

小澤宇志, 鈴木俊之, 藤田和央
宇宙航空研究開発機構

Flow Analysis in the Hypersonic Rarefied Wind Tunnel by direct simulation Monte Carlo

by
Takashi Ozawa, Toshiyuki Suzuki, and Kazuhisa Fujita (JAXA)

ABSTRACT

At Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), a hypersonic rarefied wind tunnel (HRWT) has been developed, and its flow characteristics have been investigated experimentally and numerically. This wind tunnel is capable of producing a 25-mm hypersonic rarefied core flow with a Mach number greater than 10 and a Knudsen number greater than 0.1. However, the temperature of nitrogen gas becomes lower than 50 K in the test section. Hence, in this work we first investigate the effect of N₂ condensation in HRWT so as to find out the necessity of a heater activation. Secondly, we discuss development of a measurement system for surface accommodation parameters by measuring the displacement of a pendulous model.

1. はじめに

大気圏再突入宇宙機, 惑星探査機, 超低高度衛星 (Super Low Altitude Test Satellite: SLATS)等, 様々なミッションにおいて極超音速空力特性の高精度評価が重要な課題となっている。これまで連続流領域においては, 風洞試験と数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics: CFD)による双方の空力評価が可能であり, その評価技術手法が確立されてきた。また, 自由分子流領域においては, 理論と自由分子流計算により空力評価が可能である。一方, その中間である遷移領域においては, 現在モンテカルロ直接 (direct simulation Monte Carlo: DSMC)¹⁾法等による粒子数値計算に依存しており, 解析精度の評価が困難である。特に最近では超低高度衛星²⁾の開発にともなって極超音速希薄流領域における機体の空力特性評価の高精度化が重要となっており, 希薄空力検証システムの開発が熱望されている。このような背景のもと, JAXA では極超音速希薄風洞 (Hypersonic Rarefied Wind Tunnel: HRWT)³⁾を開発し, 極超音速希薄空力の直接計測システムの確立を目指している。

これまで JAXA では, HRWT における極超音速希薄流の特性を実験と数値計算により総合的に評価してきた。風洞試験によって得られる気流情報は限定的であるため, 数値解析により気流情報を補填し, マッハ数, クヌーセン数等の気流環境を特定する。希薄風洞試験では, 吊り下げ式球模型を用いた動圧計測, ピトー管を用いた圧力分布計測⁴⁾を実施し, CFD/DSMC 連成数値計算による気流評価⁵⁾と融合することにより HRWT 気流検定精度を向上させてきた。その結果, 45 度コニカルノズルを使用することによって HRWT 計測部の気流条件は, コア直径 25 mm, マッハ数 10 以上, クヌーセン数 0.1 以上を達成していることが判明した。しかし, 計測部における窒素ガスの気流温度が 50 K 以下となるため凝縮の可能性があり, 空力計測への影響が懸念される。そこで本研究ではまず, 気流膨張にともなう窒素ガス凝縮問題について検証し, HRWT 計測部における空力計測への影響を評価する。

他方, 希薄領域における空力は文献(6)や文献(7)で見られるように, 表面熱適応係数に依存する。ミッションの実現に向けて空力予測誤差は 10%以下が望ましいが, 希薄空力では表面熱適応係数依存性のため, 数値計算のみでは誤差評価が困難である。そこで本研究では, 流れ場解析と球・平板模型の計測データを融合することにより,

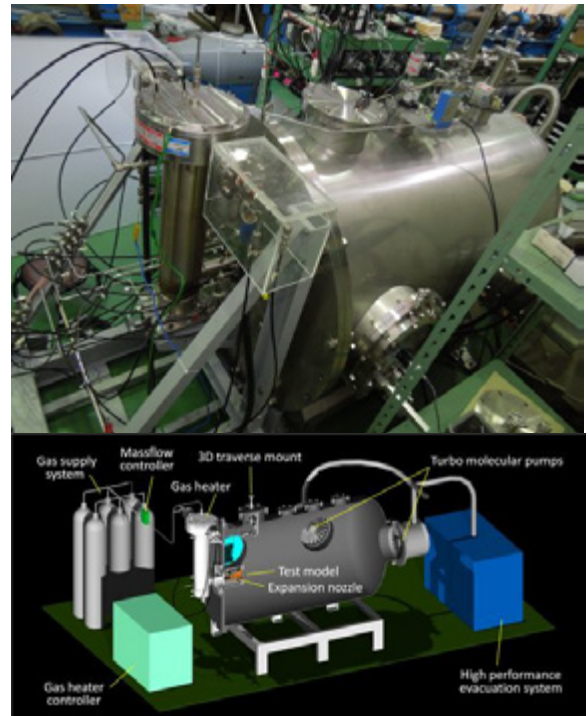


図 1: JAXA100mm 極超音速希薄風洞の写真(上)とその概要(下)。

表面熱適応係数計測システムの確立を目指す。希薄風洞では従来 1 自由度変位(流れ方向変位)のみを計測し, 数値解析結果と比較することにより気流検定を行ってきた。しかし, 表面熱適応係数測定という観点では, 1 自由度のみの計測では比較パラメータも精度も不十分であると考えられる。そこで本稿では計測・計算融合手法を拡張し, 球模型計測では 2 自由度(軸力, 横力)を, 平板模型では 3 自由度(軸力, 横力, 偏揺れモーメント)を比較することにより, 表面熱適応係数決定手法の確立を目指す。

2. HRWT 計測手法

JAXA に設置されている HRWT の基本構成(図 1 参照)は, 真空チャンバー, 真空排気系, 気流供給系, 気流加熱装置, ノズル部, 模型支持部, 計測装置である。試験気流は流量計を通った後にタングステンメッシュヒーター一気流加熱装置内に流れ込み, その後ノズル部通過時に

加速・膨張し、左右と下部に観測窓が設置された直径 1 m、長さ 1.5 m の真空チャンバー内に流れる。HRWT の真空排気系は 3 台のターボ分子ポンプ(ULVAC UTM-3303FH, 排気速度 1 台当り 3,300 L/s)と 1 台のドライ真空ポンプ(ULVAC LR300, 排気速度 6,000 L/min)から構成されている。ノズル部はスロート径 1.632 mm、出口径 100 mm (開口比 3755) の銅製コニカルノズルである。ノズル半頂角は数値解析結果をもとに 45 度に設計された。ノズルスロート上流の淀み部において気流の全温度と全圧を K 型熱電対とキャパシタンスマノメータを用いてそれぞれ計測するとともにノズル壁面近傍の冷却水温度を K 型熱電対で計測する。ノズル壁面温度についてはノズル材質が熱伝導率の高い銅製であるため、本研究では冷却水温度と同程度と推定する。HRWT の試験条件は、質量流量と全温度を設定する事により決定される。本研究では、窒素ガスのみを使用し、質量流量 0.08 g/s、全温度 280~800 K の条件で気流検定を行った。

また、本研究では吊り下げ式球模型、平板模型を用いた変位計測とピトー管を用いた圧力計測を行う。模型は直径 5 mm のステンレス球および断面積 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 厚さ 3 mm のアルミニウム平板を使用する。模型は真空チャンバー上方の自動ステージから直径 20 μm 、長さ 220 mm のステンレス製細糸で吊り下げられており、3 軸制御が可能である。また、球模型は 1 本の糸で吊り下げるが、平板模型は 2 本の糸で吊り下げる。本研究では吊り下げ糸の接点間隔は 10 mm、支点は 1 点支持の吊り下げ方法を用いる。ピトー管は、外径 1.6 mm、内径 1.0 mm、長さ 30 mm の表面フラット形状円筒型ステンレス管を使用し、気流動圧計測を行い希薄効果を評価する。ピトー管は球模型と同様に自動ステージに接続して動圧分布を計測する。真空チャンバーの右側と下側の観測窓には CCD カメラが設置されており、画像処理により模型の 3 方向(x,y,z)の変位量及び平板模型の回転角度を測定することができる。

3. 数値解析手法

HRWT における気流は、ノズル膨張部において希薄化が進むことにより連続流から非連続流へと遷移するため、本研究では連続流領域は数値流体力学(CFD)コードを使用し、希薄流領域ではモンテカルロ直接法(DSMC)に基づく解析コードを使用する。CFD-DSMC 連成計算を行う。CFD 計算は現在 JAXA で開発中の JAXA' s Optimized Nonequilibrium Aerothermodynamic Analysis (JONATHAN)コードを用い、DSMC 計算⁹⁾は Modeling of Transitional-Ionized Flows (MOTIF)コードを使用する。両解析コードの詳細については文献(9)に与えられているため本稿では省略する。

CFD-DSMC 連成計算の計算領域の一例を図 2 に示す。まず、CFD ノズル流計算を行い、非連続領域において DSMC 計算を行う。CFD 計算における試験ガス流量、全圧、全温度などの流入境界条件は計測値を使用し、DSMC 流入境界条件は収束した CFD 解析結果をもとに与えられる。図 2 に見られるように、CFD-DSMC 境界は、ノズルスロート部からわずかに下流で、ノズル拡張部におけるクヌーゼン数が 0.01 付近に設定し、結果が境界に依存しないような境界を選定する。本稿の数値解析では、気流は窒素ガス 100%とし、窒素の回転・振動モードは考慮する。しかし、化学反応や電子励起等は気流温度が 1,000 度以下であるためその影響は無視でき、本稿では考慮しない。CFD 計算では、ノンスリップ拡散反射モデルをノズル壁面に用い、DSMC 計算では、Maxwell 完全拡散反射モデルを気体とノズル表面の相互

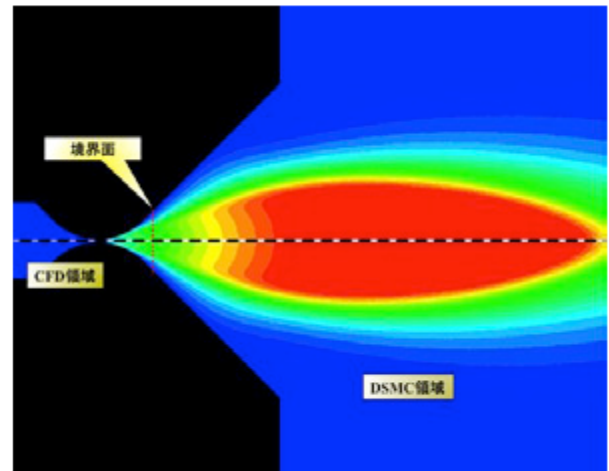


図 2: CFD-DSMC 連成計算領域。

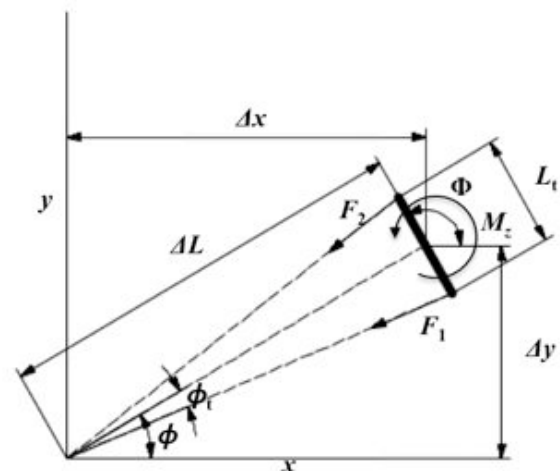
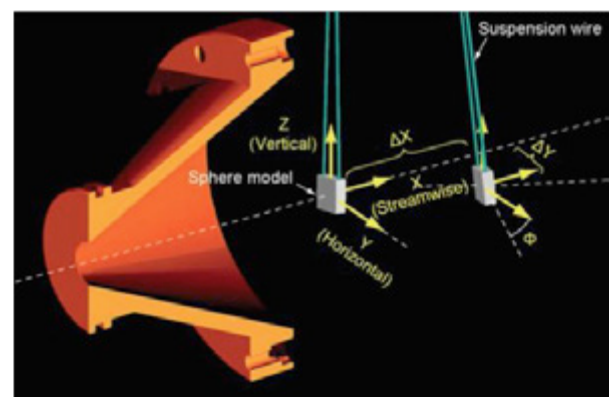


図 3: HRWT 平板模型 3 自由度計測: イメージ図(上)、模型上面図(下)。

作用に用いる。DSMC 計算では R-T(Rotation-Translation), V-T (Vibration-Translation)エネルギー遷移は、BL(Borgnakke-Larsen)モデル¹⁰⁾で考慮し、温度依存の回転、振動衝突数を用いる。

これまで希薄風洞では 1 自由度変位(流れ方向変位)を計測し、数値解析結果と HRWT 計測データの融合により気流検定を行ってきた(DSMC 計算における 1 自由度球模型計測データ融合手法については文献(9)を参照)。その結果、DSMC-球模型融合により気流検定精度を向上させることに成功したが、表面熱適応係数計測という観点では、1 自由度のみの計測では決定精度が不十分であることが判明した。そこで本稿では計測・計算融合手法を拡張し、球模型計測では 2 自由度($\Delta x, \Delta y$)を、平板模型

では 3 自由度($\Delta x, \Delta y, \phi$)を比較することにより、表面熱適応係数決定手法の確立を目指す。

球・平板模型は、中心線から横(y)方向に 5-10 mm 程度ずらした位置に設置し、上下(z)方向には模型の対称性を維持する。平板模型の吊り下げイメージ図と平板模型上面図を図 3 に示す。平板模型はノズルに正対するように設定し、平板の初期角度 Φ_0 は 90 度である。まず、DSMC 計算においてサンプリングタイム Δt における模型への空力を各 DSMC 粒子衝突による運動量輸送の総和として式(1)で計算する。

$$F = \sum_p [(mv_p^{pre} - mv_p^{post})F_{num,p}] / \Delta t \quad (1)$$

また平板模型では模型に及ぼすモーメントも同様に式(2)で計算する。

$$M = \sum_p m_p F_{num,p} [(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_c) \times (\mathbf{v}_p^{pre} - \mathbf{v}_p^{post})] / \Delta t \quad (2)$$

ここで p は粒子、 \mathbf{r}_c は模型の重心位置である。式(1)で求めた空力と吊り下げ糸の張力との釣り合いから模型の初期変位を計算する。

$$\theta = \tan^{-1}(F/mg), \Delta L = L_{st} \sin \theta$$

$$\phi = \tan^{-1}(F_y/F_x), \phi_t = \tan^{-1} \left[\frac{L_t}{2\Delta L} \right] \quad (3)$$

次に、平板模型の場合は模型にかかる偏揺れモーメント(M_z)の影響を以下の 3 式を考慮し、反復アルゴリズムを用いて平板の釣り合い角度 ϕ を求める。

$$\begin{aligned} F_x &= F_1 \cos(\phi - \phi_t) + F_2 \cos(\phi + \phi_t) \\ F_y &= F_1 \sin(\phi - \phi_t) + F_2 \sin(\phi + \phi_t) \\ M_z + \frac{L_t}{2} F_2 \cos \phi_t &= \frac{L_t}{2} F_1 \cos \phi_t \end{aligned} \quad (4)$$

最後に平板模型重心位置の変位を以下の式で計算する。

$$\Delta x = \Delta L \cos \phi, \Delta y = \Delta L \sin \phi \quad (5)$$

気体と模型表面の相互作用には CLL(Cercignani-Lampis-Lord)¹¹⁾反射モデルを用い、本稿では法線運動量適応係数、接線運動量適応係数、熱適応係数は同一と仮定して、表面熱適応係数を α とし、1 変数 α の依存性を評価する。また、模型表面温度は 290 K と仮定する。さらに、衝突セルに関しては多階層構造を導入し、本稿では 2 階層で計算を行う。マクロパラメータのサンプリングは定常状態に達したタイムステップから開始する。タイムステップ、セル幅、ドメインサイズ、粒子数は、計算結果がこれらのパラメータに依存しないような適した値を用いた。

4. 結果と考察

4. 1. HRWT 気流評価と凝縮検討

まず、質量流量を 0.08 g/s に設定し、ヒーター加熱無しの場合の球模型の変位を半径方向に 5 mm 間隔で動圧計測を行った。その結果、ノズル出口から 17 mm 下流の HRWT 計測部における直径 25 mm の気流コア内部では球模型の変位はほぼ一定であることが判明した。コアの外側では基本的に変位は単調減少するが、ノズル中心から半径 20 mm 程度のところに変位の増加が見られる。この特性は数値解析結果でも一致しており、この現象はコアの成長と境界層の成長の相互作用により生じる。CFD-DSMC 連成計算による模型の変位予測と計測結果は良い一致が得られ、数値解析により HRWT 気流評価が可能であることが判明した。

次に、表面フラット形状円筒型ピトー管を使用し、ノズル出口から 17mm 下流の計測部においてノズル半径方向のピトー圧分布計測を行った。ピトー圧計測は模型に

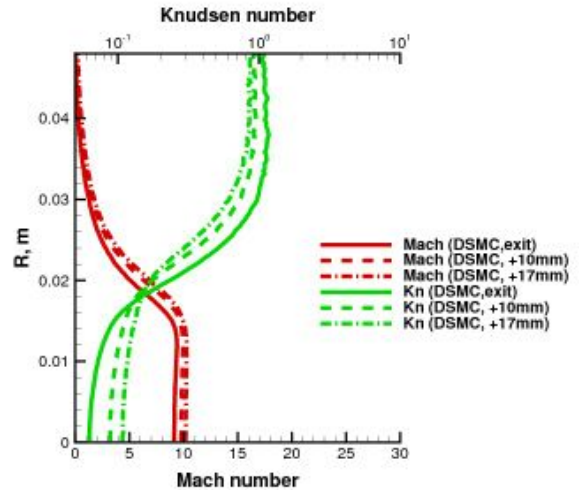


図 4: HRWT 計測部におけるマッハ数とクヌーセン数の分布。

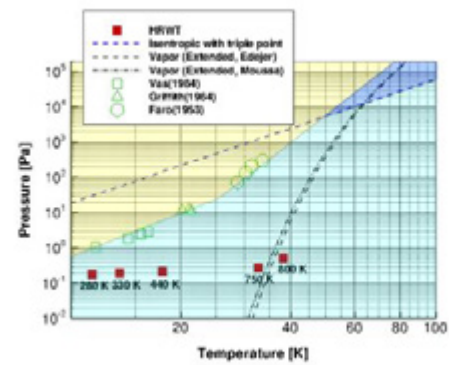


図 5: HRWT 計測部の圧力・温度分布比較：過飽和領域との比較。

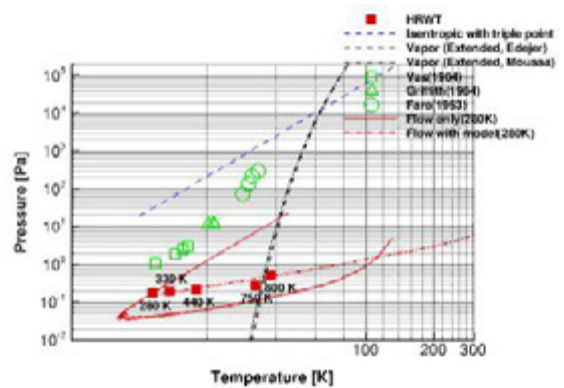


図 6: HRWT 計測部の圧力・温度分布：ノズル中心線上の流れ場の変化(実線)及び模型による影響(破線)。

よる動圧計測と比べて計測効率が良いという利点があるが、希薄領域では希薄効果¹²⁾¹³⁾が生じるため希薄効果補正¹⁴⁾が必要となる。本研究では、まずピトー管周りの DSMC 解析を行い、ピトー管の希薄効果特性を検証した。その後、希薄効果補正モデル⁵⁾を適用してピトー圧分布を比較した。その結果、数値解析によるピトー圧値は計測値と良い一致が得られた。従って、球模型変位解析とピトー圧解析の結果、CFD-DSMC 連成数値解析により HRWT 計測部の流れ場特性が正しく評価されていることが判明した。図 4 にノズル出口、出口から 10 mm 下流、出口から 17 mm 下流の HRWT 計測部のマッハ数、クヌ

一セン数分布を示す。図に見られるように気流膨張のため下流に行くほどクヌーセン数は高くなり、出口から 17 mm の計測部では、一様なコア直径は約 25 mm、マッハ数 10 以上、クヌーセン数 0.1 以上を達成していることがわかる。

さらに、HRWT 計測部における窒素ガス凝縮検証を行った。計測部における窒素ガスの気流温度は 50 K を下回るため凝縮の可能性があり、空力計測への影響の懸念がある。窒素ガスの三重点は約 12 kPa において 63.15 K であるため、このポイントより低温・低圧領域では凝縮が起こる可能性を否定できないが、HRWT 気流は非常に低圧であるため過飽和現象を考慮する必要がある。窒素ガスの過飽和現象については、過去に窒素ガスピトー圧特性変化等の計測結果から Faro¹⁵⁾, Vas¹⁶⁾, Griffith¹⁷⁾等が検討しており、また Daum¹⁸⁾はこれらのデータと 20 K よりも低温且つ 0.1 Pa より低圧な領域において空気の凝縮曲線を比較検証している。これらの凝縮データと HRWT 計測部における気流条件を図 5 に比較する。図ではさらに、三重点を通る等エントロピー曲線、Antoine 式を用いた Edejer¹⁹⁾と Moussa²⁰⁾の飽和蒸気圧曲線の延長線を比較している。HRWT の気流データは、ヒーター加熱無しの場合の全温度 280 K の場合に加え、ヒーターを使用した場合の全温度 330 K, 440 K, 750 K, 800 K の合計 5 点を比較している。これらの気流データは、前述の気流検定法(球模型変位検定, ピトー圧検定)で気流検定を行った結果、数値解析との融合により得られたノズル出口から 17 mm 下流のノズル中心における圧力と温度の値である。ヒーターで加熱した場合、HRWT 計測部の気流温度は上昇するが、圧力の変化は比較的小さい。ヒーターで加熱すると温度とともに流速も高くなるため、気流の密

度が低下し、圧力の上昇は相殺される傾向にある。まず、図に見られるように Faro, Vas, Griffith 等のデータは飽和蒸気圧曲線の延長線と比べて低温側へシフトしており、低温低圧領域において過飽和現象が起きていることがわかる。この現象は、希薄領域では衝突数が少ないため凝縮の seed ができにくいことに起因する。この過飽和現象による凝縮曲線は以下の式で近似される。

$$\log P = 4.059 \log T - 4.281 \text{ for } T \leq 26 \text{ K},$$

$$\log P = 8.132 \log T - 10.04 \text{ for } T > 26 \text{ K}. \quad (6)$$

この近似された過飽和凝縮曲線と HRWT 気流データを比較すると HRWT の気流領域はヒーターによる加熱無しの場合でも気相領域であり、窒素ガス凝縮による影響は無視できると考えられる。また、ヒーターで加熱した場合、HRWT 計測部の気流温度は上昇するが、圧力の変化は小さいため、加熱するほど凝縮曲線からより離れた気相領域となる。ただし、図 5 の気流条件は、模型による気流の変化を考慮していない。模型を挿入した場合、模型前方において粒子の滞在時間が長くなるため、その領域における温度・圧力変化の検証が必要である。図 6 において加熱無しの場合($T_0=280$ K)のノズル中心線に沿った圧力・温度変化と 5 mm 球模型を挿入した場合の流れ場を比較する。まず、ノズル中心線に沿ったノズル気流の変化を実線(赤)で示す。この線は、等エントロピー線とほぼ平行に気相領域を変化し、気流膨張に伴い温度が低下していく。計測部の 12 K 程度をさらに通過し、10 K 以下まで低下した後に真空チャンバー後方においてマッハディスクや背圧の影響で圧力・温度が回復する。図では、模型を挿入した場合の淀み線に沿った流れ場の変化を破線(赤)で比較する。この線は、模型近傍まではノズル気流の変化と同一であるが、模型前方において温度、圧力ともに上昇し、圧力は約 10 Pa, 温度は約 300 K まで高くなる。この圧力・温度変化はヒーター加熱した場合の変化とほぼ同様の結果を示しており、本試験で用いる模型の前方に生じる弱い衝撃層内では凝縮の影響は無視できることが判明した。

4. 2. 模型変位計測による表面係数評価検討

2 方向 CCD 画像処理法により球模型 2 自由度($\Delta x, \Delta y$)変位計測および平板模型 3 自由度($\Delta x, \Delta y, \phi$)変位計測を行った。平板は、断面積 10×10 mm², 厚さ 3 mm のアルミニウム平板を使用した。本稿では模型中心の横(y)方向の初期位置 y_0 は 5 mm もしくは 10 mm とし、ヒーター

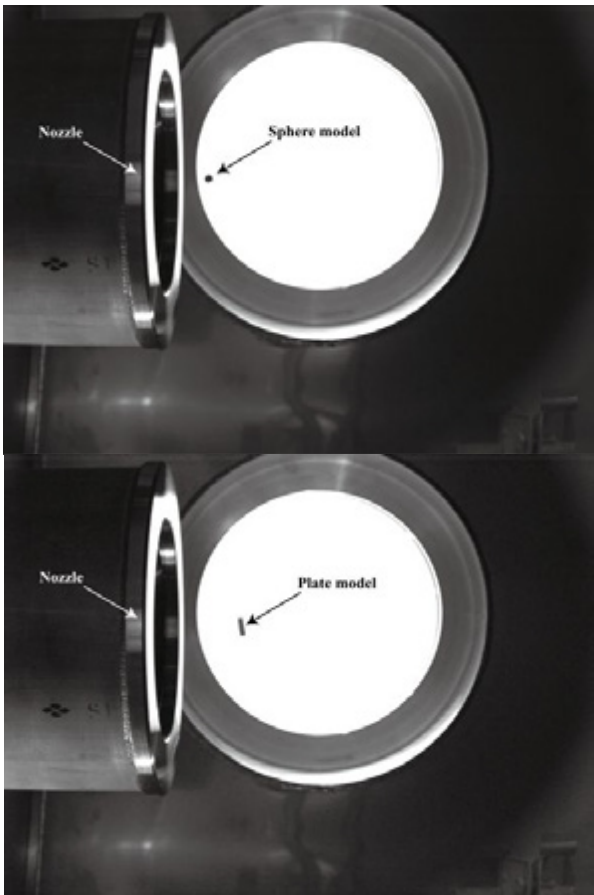


図 7: HRWT 計測写真: 5mm-SUS 球模型(上), 10mm-Al 平板模型(下)。

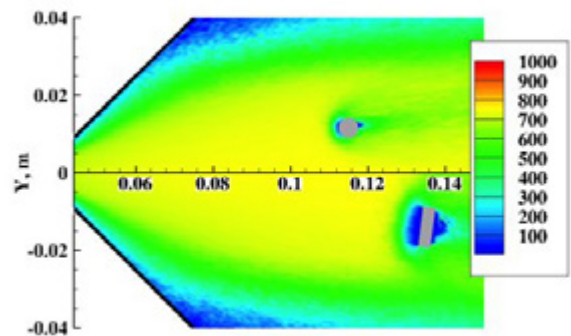


図 8: 模型の計測データを融合した DSMC 希薄風洞流れの流速等高線図: 5mm-SUS 球模型(上), 10mm-Al 平板模型(下)。

加熱無しで質量流量を 0.08 g/s に設定して変位計測を行った。平板模型は 2 本の糸で 1 点支持に近い形で吊り下げ、平板の初期角度は流れに正対するように設置した。図 7 に 5mm-SUS 球模型と 10mm-Al 平板模型の計測写真を示し、表 1 に球模型の変位結果を、表 2 に平板模型の変位結果をそれぞれ示す。図に見られるように Al 平板模型の方が SUS 球模型より変位が大きく、流れ方向に約 34 mm, 横方向に 2~4 mm, 平板の回転は 3~7°であった。

表 1: 球模型の変位比較

Case	Δx [mm]	Δy [mm]
HRWT ($y_0=5\text{mm}$)	14.6	1.35
DSMC ($y_0=5\text{mm}$)	12.2~14.6	1.0~1.33
HRWT ($y_0=10\text{mm}$)	13.9	2.3
DSMC ($y_0=10\text{mm}$)	11.6~14.0	1.8~2.2

表 2: Al 平板模型の変位比較

Case	Δx [mm]	Δy [mm]	ϕ [deg]
HRWT ($y_0=5\text{mm}$)	34	2.2	4.2
DSMC ($y_0=5\text{mm}$)	34.2~34.9	2.3~3.0	3.6~4.8
HRWT ($y_0=10\text{mm}$)	34	3.9	7.0
DSMC ($y_0=10\text{mm}$)	33.8~34.8	2.2~4.4	3.4~7.0

数値解析では、模型の計測データを融合した DSMC 計算を行い、2 自由度($\Delta x, \Delta y$)および 3 自由度($\Delta x, \Delta y, \phi$)の表面熱適応係数 α 依存性を評価した。DSMC 数値解析では 1 点支持で模型計測データを融合し、計算効率を高めるため z 方向の対称性を仮定して計算領域をハーフノズル、もしくはクォーターノズルとして計算した。図 8 に 5mm-SUS 球模型と 10mm-Al 平板模型の計測データを融合した DSMC 希薄風洞流れの流速等高線図の比較を示す。図に見られるように 10 mm 平板の方が変位が大きく、また模型による気流変化の領域が拡大しており、計測データとの融合がより重要となっている。球模型では、鏡面反射($\alpha=0$)から拡散反射($\alpha=1$)に変化するにつれて流れ方向の変位が単調増加するのに対して、平板模型では平板が回転する影響が加わるため、 Δx にはほとんど表面熱適応係数依存性が見られない。他方、 Δy と ϕ に関しては、 α が 0 から 1 に変化するにつれて Δy で 2 mm 程度、 ϕ で 4°程度の依存性が確認できる。表 1, 表 2 に $y_0=5, 10$ mm の球模型と平板模型の数値解析結果と計測結果の比較を示しているが、数値解析による変位の範囲は、表面熱適応係数依存性による変位差を表す。比較の結果、すべてのケースにおいて数値解析結果は計測結果と良い一致を示していることがわかる。球模型の場合、表面熱適応係数依存性による変位差が $\Delta x, \Delta y$ においてそれぞれ 2.4 mm, 0.4 mm 程度ある。これらの変位量は α の変化に伴いほぼ単調に増加(図 9 参照)しているため、計測結果は $\alpha=0.75\sim 1.0$ の場合と良く一致していることがわかる。

次に、平板($y_0=10$ mm)の場合の $\Delta y, \phi$ の α 依存性を図 10 に示す。図にみられるように、平板模型においても表面熱適応係数が 0 から 1 に変化するにつれて $\Delta y, \phi$ ともに大きくなっていることがわかる。しかし、その変化は

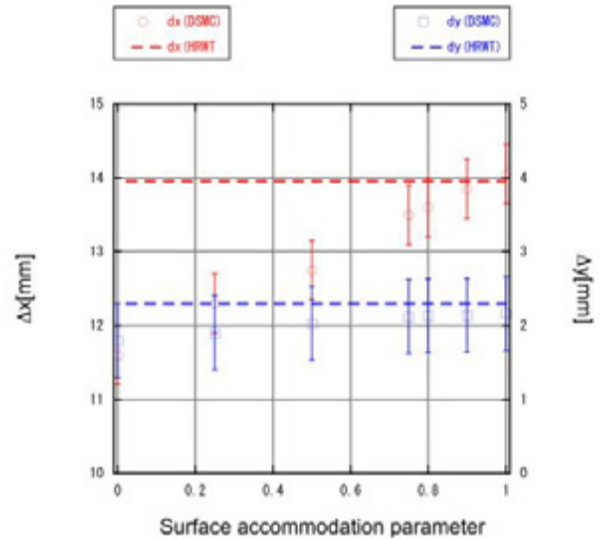


図 9: 球模型変位($\Delta x, \Delta y$)の表面熱適応係数依存性 ($y_0=10$ mm).

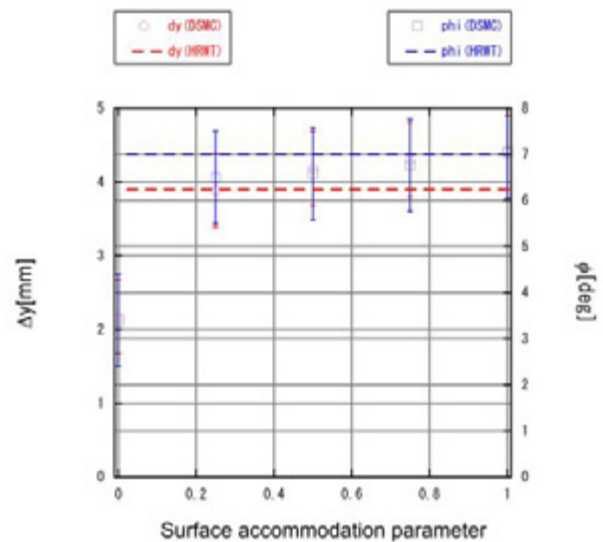


図 10: Al 平板模型変位($\Delta y, \phi$)の表面熱適応係数依存性 ($y_0=10$ mm).

$\alpha=0\sim 0.25$ の範囲において大きく、表面熱適応係数が拡散反射に近い場合は α の特定が困難となる。本研究では、平板模型計測の場合、変位の表面熱適応係数依存性が単純な傾向ではなく、流れ場との融合により複雑な依存性を示すことが判明した。従って、今後は模型吊り下げ方法・位置の最適化、模型回転の支持点吊り下げ方法依存性の評価、平板・くさび型模型の不安定性、計測誤差評価を行うことにより、表面熱適応係数の決定精度を向上させる必要がある。

5. おわりに

本研究では、まず実験結果と数値解析を融合することにより極超音速希薄風洞の性能および気流評価を行った。その結果、45 度コニカルノズルを使用し、マッハ数 10 以上、クヌーセン数 0.1 以上の極超音速希薄流の再現が可能であることが判明した。次に、気流膨張に伴う窒素ガス凝縮問題について検証した結果、HRWT 計測部における凝縮による空力計測への影響は無視できる事がわかった。最後に、2 自由度以上の模型変位計測を実施し、表面熱適応係数計測システム検討を行った。その結果、吊り下げ式模型を使った変位計測において、計測手法に

依存するが表面熱適応係数の特定が可能である事が判明した。今後は3自由度計測手法の最適化を図るとともに、数値解析融合精度を向上させることにより、表面熱適応係数決定手法の確立を目指す。

謝辞

本研究は科研費(25820414)の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon, Oxford, England, U.K., 1994.
- 2) Fujita, K. and Noda, A., "Rarefied Aerodynamics of a Super Low Altitude Test Satellite," *AIAA Paper* 2009-3606, 2009.
- 3) Fujita, K., Suzuki, T. and Ozawa, T., "Development of a Pilot Model of Hypersonic Rarefied Wind-Tunnel," *27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (AIP Conference Proceedings)*, Vol. 1333, pp. 407-412, 2011.
- 4) Suzuki, T., Ozawa, T., and Fujita, K., "Coupling Particle Simulation with Aerodynamic Measurement in Hypersonic Rarefied Wind Tunnel in JAXA," *28th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (AIP Conference Proceedings)*, Vol. 1501, pp. 1213-1219, 2012.
- 5) Ozawa, T., Suzuki, T., and Fujita, K., "Analysis of Rarefaction Effects in the Hypersonic Rarefied Wind Tunnel," *AIAA Paper* 2013-0192, 2013.
- 6) Fujita, K., Inatani, Y., and Hiraki, K., "Attitude Stability of Blunt-Body Capsules in Hypersonic Rarefied Regime," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 41, No. 6, 2004, pp. 925-931.
- 7) Ozawa, T., Takayanagi, H., Suzuki, T., and Fujita, K., "Analysis of Rarefied Aerodynamic Effects for Mars Entry Missions," *AIAA Paper* 2012-3101, 43rd *AIAA Thermophysics Conference*, New Orleans, Louisiana, June 25-28, 2012.
- 8) Ozawa, T., Zhong, J., Levin, D. A., Boger, D. and Wright, M., "Modeling of the Stardust Reentry Flows with Ionization in DSMC," *AIAA Paper* 2007-611, 45th *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 2007.
- 9) Ozawa, T., Suzuki, T. and Fujita, K., "Experimental and Numerical Studies of Hypersonic Flows in the Rarefied Wind Tunnel," *AIAA Paper* 2010-4513, 10th *AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, Chicago, Illinois, June 28- July 1, 2010.
- 10) Borgnakke, C. and Larsen, P. S., "Statistical Collision Model for Monte Carlo Simulation of Polyatomic Gas Mixture," *Journal of Computational Physics*, Vol. 18, No. 4, 1975, pp. 405-420.
- 11) Hedahl, M. O. and Wilmoth, R. G., "Comparison of the Maxwell and CLL Gas/Surface Interaction Models Using DSMC," *NASA TM-110205*, Dec. 1995.
- 12) Rogers, K. W., Wainwright, J. B., and Touryan, K. J., "Impact and Static Pressure Measurements in High Speed Flows with Transitional Knudsen Numbers," *4th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, edited by J. H. deLeeuw, Vol. 2, Academic Press, New York, 1966, pp. 151-174.
- 13) Wainwright, J. B. and Rogers, K. W., "Impact Pressure Probe Response Characteristics in High Speed Flows with Transitional Knudsen Numbers," *NASA CR-61119*, Feb. 1966.
- 14) Boyd, I. D., Penko, P. F., Meissner, D. L., and DeWitt, K. J., "Experimental and Numerical Investigations of Low-Density Nozzle and Plume Flows of Nitrogen," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 10, 1992, pp. 2453-2461.
- 15) Faro, L., Small, T. R., and Hill, F. K., "The Supersaturation of Nitrogen in a Hypersonic Wind Tunnel," *Journal of Applied Physics*, Vol. 23, No. 3, 1953, pp. 40-43.
- 16) Vas, L. E. and Koppenwallner, G., "The Princeton University High Pressure Hypersonic Nitrogen Tunnel N-3," Rept. 690, Princeton Univ., Gas Dynamics Laboratory, Princeton, NJ, July 1964.
- 17) Griffith, B. J., Deskins, H. E., and Little, H. R., "Condensation Studies in Hotshot Tunnels," *AIAA Journal*, Vol. 2, No. 9, 1964, pp. 1645-1647.
- 18) Daum, F. L. and Gyarmathy, G., "Condensation of Air and Nitrogen in Hypersonic Wind Tunnel," *AIAA Journal*, Vol. 6, No. 3, 1968, pp. 458-465.
- 19) Edejer, M. P. and Thodos, G., "Vapor Pressures of Liquid Nitrogen Between the Triple and Critical Points," *J. Chem. Eng. Data*, Vol. 12, No. 2, 1967, pp. 206-209.
- 20) Moussa, M. R., Muijlwijk, R., and van Dijk, H., "The Vapour Pressure of Liquid Nitrogen," *Physica (Amsterdam)*, Vol. 32, No. 5, 1966, pp. 900-912.