

アーク加熱式風洞の希薄効果の解明

Numerical Investigation of the Rarefied Effect of an Arc-Heated Wind Tunnel

○宮崎 卓真・葛山 浩・加藤 泰生 (山口大・院)

○Takuma Miyazaki・Hiroshi Katsurayama・Yasuo Kato (The University of Yamaguchi)

Abstract (概要)

Arc-heated wind tunnels are a typical device for investigating the re-entry environment of the spacecraft. In the past, analysis of an arc-heated wind tunnel had been carried out using Computational Fluid Dynamics (CFD). However, its physical validity is doubtful because the flow field that an arc-heated wind tunnel generates is rare (Knudsen number is about 0.05). Therefore, it needs to be analyzed using the Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) method. However, the electron distribution was imprecision using this method. This imprecision might result from ignoring of electron time step. To improve this imprecision, we used the DSMC method with a Conservative Weighting Scheme (CWS) and a hybrid particle-fluid method. Furthermore, we proposed a new method for the particle-fluid relaxation effect. Using this method, we can clarify the electron distribution in an arc rare field wind tunnel.

記号の説明

B : 磁場ベクトル
 b : 磁場の単位方向ベクトル
 c_r : 熱速度
 E : 電場ベクトル
 e : 素電荷
 j : 電流
 K : エネルギー
 k_B : ボルツマン定数
 k_e : 熱伝達率
 Kn : クヌーゼン数
 l : 系の代表長
 M : マッハ数
 m : 質量
 N_c : 衝突数
 N : サンプリング粒子数
 n : 数密度
 P : 衝突確率
 p : 圧力
 Q : 運動量
 S_{tr-e} : エネルギー緩和項
 T_e : 電子温度
 T_h : 重粒子の並進温度
 U : 速度ベクトル
 u, v, w : 速度
 W : 重み
 α : 電離度

β_e : ホールパラメータ
 λ : 平均自由行程
 μ : 換算質量
 ν : 衝突周波数
 σ : 電気伝導度
 σ_T : 衝突断面積
 φ : 重み比, ポテンシャル

1. はじめに

宇宙船が大気圏に再突入する際、機体前方に強い衝撃波が発生し、機体表面は非常に強い空力加熱を受ける。この空力加熱から機体を保護するため、アブレータなどの断熱材が使われてきた。しかし、これらの断熱材を用いた熱防御システムは、コストと信頼性の面で欠点がある。そのため、安全性が高く、再利用可能な熱防御システムの開発が求められており、近年、電磁力ブレーキングが注目されている。

電磁力ブレーキングとは、磁場を印加して機体周りの弱電離プラズマを電磁力によって制御し、突入初期の惑星上層希薄大気から、機体を減速させる方法である。上層大気から機体を減速させることで、機体への空力加熱を大幅に減少させることができる¹⁾。しかし、希薄大気中での電磁力発生メカニズムがまだ明らかになっていない。

そこで、希薄大気中での電磁力発生メカニズムを解明するため、アーク風洞を使った実験が行われている²⁾。アーク風洞とは惑星大気に再突入する状態を模擬する実験装置である(図1)。この装置は、流入ガスをアーク放電によりジュール加熱して電離させ、超音速プラズマ流れを真空チャンバー内に生成する。

また、この実験の検証のため、CFD (Computational Fluid Dynamics) を用いた解析が行われた³⁾。しかし、アーク気流は、クヌーセン数 Kn が 0.05 程度の希薄な流れ場であり、CFD 解析では定性的な議論しか行えない。しかし、希薄大気中での電磁力ブレーキングでは、電子の諸量が重要な役割を果たすため、Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) 法などの粒子コードを使って、希薄気流中での電子の振る舞いを正確に扱い、その諸量を定量的に明らかにすることが求められている。

希薄なアーク気流の特性については、Boyd⁴⁾らが水素アーク気流を DSMC 法により解析した例がある。しかし、この解析では時間刻みを重粒子の熱速度から決定しており、電子の時間刻みは無視されている。そのため、重粒子に関しては正確な諸量を得ることが出来ているが、電子に関しては正確な諸量を得ることができなかった。この問題を解決するため、Boyd⁵⁾や Gatsonis ら⁶⁾はアーク気流よりも更に希薄な流れ ($Kn > 0.1$) であるホールスラストや PPT の解析において、重粒子を粒子的に、電子を流体的に取り扱うモデルを提案し、希薄気流において正確な電子諸量を得ることができることを示した。

しかし、希薄流と連続流の中間程度 ($Kn=0.05$ 程度) の希薄度を持つアーク気流の解析においては、未だに電子の諸量を正確に解析した計算は存在していない。そこで、本研究では電子を流体的に取り扱う Boyd⁵⁾や Gatsonis ら⁶⁾の方法をアーク気流の解析に適用し、希薄なアーク気流中での電子の諸量を初めて正確に明らかにすることを旨とする。また、ホールスラストや PPT のように、アーク気流よりも更に希薄な流れ場では粒子 - 流体間のエネルギー緩和は無視することができる。しかし、アークジェット気流では、ノズル出口中心部分において、エネルギー緩和のダムケラー数が 1 より大きく、この効果を考慮する必要がある。そこで、本研究では、粒子 - 流体間のエネルギー緩和の新しいモデルの提案を行う。

また、高電離な流れ場を生成するホールスラストや PPT とは異なり、アークジェットが生成する流れ場は低電離であるため、荷電粒子のサンプリング粒子が少なくなる問題がある。そのため、Boyd⁷⁾や Wu ら⁸⁾が提案している化学種ごとに重みを区別する方法である Conservative Weighting Scheme(CWS)モデルをアーク気流の解析に適用する。

2. 計算手法

2.1 DSMC 法⁹⁾

平均自由行程が系の代表長と比べ無視できないほど気体の密度が低下すると、連続流として取り扱うことができなくなる。このような場合、支配方程式はボルツマン方程式となる。本研究で用いる DSMC 法は気体の分子レベルでのシミュレーションであり、直接ボルツマン方程式の解を得るわけではない。しかし、計算に用いるサンプリング粒子数が多い場合はボルツマン方程式の解に近い結果を得ることができる。

従って、本研究で扱うような電離度が数%程度の弱電離流れにおいて、電子やイオンに関する正確な諸量を得るためには、各格子に 3 個以上の電子やイオンのサンプリング粒子

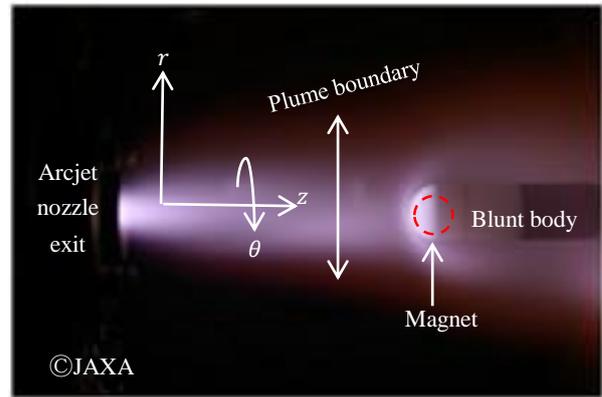


図1 アーク加熱式風洞 (JAXA)

が必要となり、それに比例して膨大な数の中性粒子を用意しなくてはならず、計算コストが非常に高くなってしまふ。そこで、CWS モデル^{7,8)}を用いることにより、この問題の解決を行う。また、DSMC 法では一般的に重粒子の熱速度から時間刻みを決定する。しかし、このことが原因となり電子の運動を再現できない問題がある。希薄アークジェットにおいて、ノズル出口中心部分における電子のクヌーセン数は 0.001 程度であり、電子は流体的 ($Kn < 0.01$) に取り扱うことができる。そのため、本研究では電子のみ粒子としてではなく、流体として取り扱うモデル^{3,6)}を採用する。

2.2 CWS モデル^{7,8)}

2.2.1 最大衝突数法

CWS とは、各化学種が代表する実粒子数を化学種ごとに区別する方法である。この方法において、化学種 (a, b) の最大衝突数 $(N_c)_{a,b}$ は式(1)のように表すことができる。

$$(N_c)_{a,b} = \frac{n_a(N_b - 1)\Delta t(\sigma_T c_r)_{max}}{P_{a,b} + (W_b/W_a)P_{b,a}} \quad (1)$$

ここで、 $P_{a,b}$ は化学種 a が化学種 b と衝突することによって、物理量に変化する確率を表している。また、 $n_a, N_b, \Delta t, \sigma_T, c_r, W_a, W_b$ はそれぞれ化学種 a の数密度、化学種 b のサンプリング粒子数、時間刻み、衝突断面積、相対速度、化学種 a, b の重みを表している。ここで、 $P_{a,b}, P_{b,a}$ について、化学種 b を重みの小さい粒子、つまり $W_a > W_b$ のとき、

$$\begin{aligned} P_{a,b} &= W_b/W_a \\ P_{b,a} &= 1 \end{aligned} \quad (2)$$

となる。一方、 $W_a < W_b$ のとき、

$$\begin{aligned} P_{a,b} &= 1 \\ P_{b,a} &= W_a/W_b \end{aligned} \quad (3)$$

となる。衝突する化学種の重みが同一のときは、

$$P_{a,b} = P_{b,a} = 1 \quad (4)$$

とする。衝突の有無に関しては棄却法を用い判別する。

2.2.2 衝突後の速度の計算 初めに重みが同一の場合における衝突後の粒子対の速度の導出に関して記載する。衝突後の速度は運動量保存とエネルギー保存を満たし、変化させる必要がある。ここで粒子 1 と粒子 2 の衝突を考える。各粒子の速度ベクトルを $\mathbf{U}_i = (u_i, v_i, w_i)$ ($i = 1, 2$) とすると、衝突後の速度ベクトル \mathbf{U}'_i は次の式で表すことができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{U}'_1 &= \mathbf{U}_m + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{c}_r \\ \mathbf{U}'_2 &= \mathbf{U}_m - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{c}_r \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 m_i は粒子の質量、 \mathbf{U}_m は質量中心での速度ベクトルを表し、以下の式で表される。

$$\mathbf{U}_m = \frac{m_1 \mathbf{U}_1 + m_2 \mathbf{U}_2}{m_1 + m_2} \quad (6)$$

次に、重みの異なる粒子同士の衝突を考える。例えば、ここでは、簡単のため x 方向の運動量保存のみ取り出して考えてみる。このとき、異なる重みの粒子対の衝突前の総運動量 Q_x は式(7)の形で表される。

$$\begin{aligned} Q_x &= W_1 m_1 u_1 + W_2 m_2 u_2 \\ &= W_1 (m_1 u_1 + \varphi m_2 u_2) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、重み比 φ は W_2/W_1 である。また、 $W_1 > W_2$ とする。CWS を用いた重みの異なる粒子対の衝突を扱うに当たり、(a)Splitting step, (b)Colliding step, (c)Merging step の3つのステップ(Splitting-Merging 法)を導入して衝突計算を行う。これらのステップの概略図を図 2 に示す。初めのステップとして、重みの大きい粒子 (粒子 1) を重みの小さい粒子と同一の粒子の重みに分裂させる。つまり、粒子 1 は W_2 と $(W_1 - W_2)$ の重みをもつ2つのサンプリング粒子に分裂する。これらの粒子に関して、線形の運動量の保存より、式(8)が成り立つ。

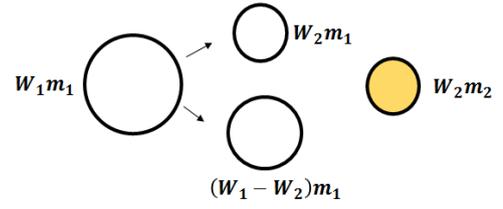
$$\begin{aligned} Q_x &= (W_1 - W_2)m_1 u_1 + W_2 m_1 u_1 + W_2 m_2 u_2 \\ &= W_1 [(1 - \varphi)m_1 u_1 + \varphi(m_1 u_1 + m_2 u_2)] \end{aligned} \quad (8)$$

次に、重みを同一にした粒子同士の衝突を行い、衝突後の速度を導出する。重みを同一にした粒子同士の衝突であるため、式(5)を用いて、衝突後の運動量は以下のように表すことができる。

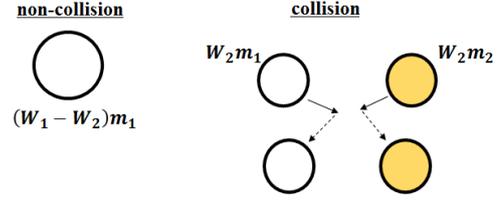
$$Q_x = W_1 [(1 - \varphi)m_1 u_1 + \varphi(m_1 u'_1 + m_2 u'_2)] \quad (9)$$

最後のステップとして、質量 m_1 の粒子を結合する。その際の運動量は以下の式で表すことができる。

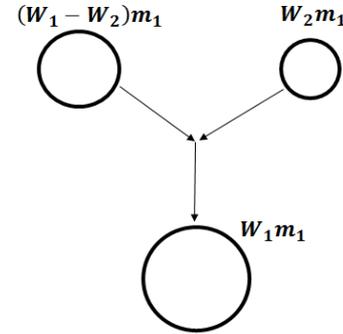
$$\begin{aligned} Q_x &= W_1 \{ [(1 - \varphi)u_1 + \varphi u'_1] m_1 + \varphi m_2 u'_2 \} \\ &= W_1 (m_1 u''_1 + \varphi m_2 u'_2) \\ &= W_1 m_1 u''_1 + W_2 m_2 u'_2 \end{aligned} \quad (10)$$



(a) Splitting step



(b) Colliding step



(c) Merging step

図 2 CWS の衝突ステップ

ここで、 u''_1 は粒子 1 の衝突後の速度であり、次の式で表される。

$$u''_1 = (1 - \varphi)u_1 + \varphi u'_1 \quad (11)$$

他の 2 方向の衝突後の速度についても上記と同様の方法で求めることができる。

2.2.3 エネルギー保存 衝突対のエネルギー保存を考える。衝突前の衝突対 (粒子 1, 粒子 2) の全エネルギー K は以下の式で表すことができる。

$$\begin{aligned} K &= W_1 \frac{1}{2} m_1 (u_1^2 + v_1^2 + w_1^2) \\ &\quad + W_2 \frac{1}{2} m_2 (u_2^2 + v_2^2 + w_2^2) \end{aligned} \quad (12)$$

衝突後の全エネルギー K' は Splitting-Merging 法により式(13)となる。

$$\begin{aligned} K' &= W_1 \frac{1}{2} m_1 (u''_1{}^2 + v''_1{}^2 + w''_1{}^2) \\ &\quad + W_2 \frac{1}{2} m_2 (u_2'^2 + v_2'^2 + w_2'^2) \end{aligned} \quad (13)$$

式(12), 式(13)より, 衝突前後でのエネルギーの減少量 ΔK は式(14)で表すことができる.

$$\Delta K = W_1 \frac{1}{2} m_1 \varphi (1 - \varphi) [(u_1 - u_1')^2 + (v_1 - v_1')^2 + (w_1 - w_1')^2] \quad (14)$$

式(14)より, 粒子 1 と粒子 2 の重みが同じ, つまり $\varphi = 1$ のとき, $\Delta K = 0$ となりエネルギーは保存される. しかし, 重みの異なる粒子が衝突した場合, エネルギーは ΔK だけ減少する. CWS では, ΔK を重みの大きな粒子 (本研究では Ar) 同士の衝突時のエネルギーに加えることによって強制的にエネルギーを保存させる. 式(15)に重みの大きな粒子同士の衝突時のエネルギーと, エネルギー損失を加算したときの全エネルギーを示す.

$$\begin{aligned} \Delta K &= \frac{1}{2} \mu_{1,2} c_r'^2 \\ K + \Delta K &= \frac{1}{2} \mu_{1,2} c_r'^2 \end{aligned} \quad (15)$$

ここで, $\mu_{1,2}$ は換算質量を表しており, 式(16)で表される.

$$\mu_{1,2} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (16)$$

式(15)を変形すると,

$$c_r' = \left[\frac{2 \left(\frac{1}{2} \mu_{1,2} c_r'^2 + \Delta K \right)}{\mu_{1,2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

となる. この操作を行うことによって各格子内でエネルギーの保存を行う.

2.3 電子流体モデル^{5,6)}

2.3.1 電子の運動量保存則 電子流体モデルとは, 重粒子の運動は従来通り DSMC 法を用い, 電子のみ粒子ではなく流体として取り扱う手法である. なお, プラズマの準中性を保つため, 電子の数密度 n_e は DSMC 法により得られたイオンの数密度 n_i から $n_e = n_i$ として求める.

電子を流体として取り扱う場合, 電子の運動量保存則¹⁰⁾は以下の式で定義される.

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + \mathbf{v}_e \cdot \nabla \mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla \mathbf{p}_e}{n_e m_e} - v_{ei}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) - v_{en}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n) \quad (18)$$

上式において, v_{ei}, v_{en} はそれぞれ電子 - 荷電粒子, 電子 - 中性粒子の衝突周波数¹¹⁾, $\mathbf{v}_n, \mathbf{v}_i, \mathbf{v}_e$ は中性粒子, イオン, 電子の速度, m_e は電子質量, \mathbf{p}_e は電子圧力を表している. ここで電子の慣性力 $\mathbf{v}_e \cdot \nabla \mathbf{v}_e$ は右辺の圧力項 $\nabla \mathbf{p}_e / n_e m_e$ に比べ無視でき, また電子の特性速度は, 重粒子より非常に速いので, 非定常項を無視することができる. よって, 式(18)より,

$$\mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e n_e} \mathbf{E} - \frac{\nabla \mathbf{p}_e}{n_e m_e} + \frac{v_{ei} \mathbf{v}_i}{v_e} + \frac{v_{en} \mathbf{v}_n}{v_e} \quad (19)$$

となる. ここで v_e は電子の衝突周波数であり,

$$v_e = v_{ei} + v_{en} \quad (20)$$

となる. さらに, 電流への電子の寄与を \mathbf{j}_e , ホールパラメータを β_e とすると, 各パラメータは以下の式で表すことができる.

$$\mathbf{j}_e = -en_e \mathbf{v}_e \quad (21)$$

$$\beta_e = \frac{e|B|}{m_e v_e} \quad (22)$$

$$\frac{1}{v_e} = \frac{m_e \sigma}{n_e e^2} \quad (23)$$

ここで, これらのパラメータを用い, 式(19)を変形すると,

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{M} \cdot \left[-\frac{e}{m_e n_e} \mathbf{E} - \frac{\nabla \mathbf{p}_e}{n_e m_e} - \frac{1}{v_e} (v_{ei} \mathbf{v}_i + v_{en} \mathbf{v}_n) \right] \quad (24)$$

となり, 電子速度を求めることができる. ここで, e は素電荷である. また, テンソル \mathbf{M} は以下の式で表すことができる.

$$\mathbf{M} = \frac{1}{1 + \beta_e^2} \begin{bmatrix} 1 + \beta_e^2 b_z^2 & \beta_e^2 b_r b_z & \beta_e b_r \\ \beta_e^2 b_r b_z & 1 + \beta_e^2 b_r^2 & -\beta_e b_z \\ -\beta_e b_r & \beta_e b_z & 1 \end{bmatrix} \quad (25)$$

ここで, \mathbf{b} は磁場の単位ベクトルを表している. また, オームの法則より,

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_e = en_e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \quad (26)$$

となる. Maxwell の法則より $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ なので,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{j} &= \nabla \cdot (en_e \mathbf{v}_i) + \nabla \cdot \left\{ \boldsymbol{\sigma} \cdot \left[\mathbf{E} + \frac{\nabla \mathbf{p}_e}{en_e} - \frac{m_e}{e} (v_{ei} \mathbf{v}_i + v_{en} \mathbf{v}_n) \right] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (27)$$

となる. さらに, $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ より,

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \varphi) = \nabla \cdot \left\{ \boldsymbol{\sigma} \cdot \left[\frac{\nabla \mathbf{p}_e}{en_e} - \frac{m_e}{e} (v_{ei} \mathbf{v}_i + v_{en} \mathbf{v}_n) \right] + en_e \mathbf{v}_i \right\} \quad (28)$$

のポアソン方程式を得る. ここで, テンソル $\boldsymbol{\sigma}$ は以下の式で表すことができる.

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\sigma}{1 + \beta_e^2} \begin{bmatrix} 1 + \beta_e^2 b_z^2 & \beta_e^2 b_r b_z & \beta_e b_r \\ \beta_e^2 b_r b_z & 1 + \beta_e^2 b_r^2 & -\beta_e b_z \\ -\beta_e b_r & \beta_e b_z & 1 \end{bmatrix} \quad (29)$$

ここで、 σ は電気伝導度である。式(28)を解くことにより、ポテンシャル ϕ を取得できる。さらに、 $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ により電場を計算した後、式(24)より、電子速度 \mathbf{v}_e を得る。

2.3.2 電子のエネルギー方程式 電子を流体的に取り扱うので、電子のエネルギー方程式を解いて電子温度 T_e を得る。電子の特性速度は、重粒子より非常に速いので、電子のエネルギー方程式から非定常項を無視することができ、以下の T_e に関するポアソン方程式で表すことができる。

$$\nabla \cdot (k_e \nabla T_e) = \nabla \cdot \left(n_e \frac{3}{2} k_B T_e \mathbf{v}_e \right) + p_e \nabla \cdot \mathbf{v}_e + S_{tr-e} + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}^* \quad (30)$$

ここで、 \mathbf{E}^* は

$$\mathbf{E}^* = \mathbf{E} + \frac{\nabla p_e}{en_e} \quad (31)$$

とする。また、右辺の第3項は電子と重粒子間の並進エネルギー緩和項で、

$$S_{tr-e} = 2n_e \frac{3}{2} k_B (T_e - T_h) \sum_n \frac{m_e}{m_n} \nu_{eh} \quad (32)$$

となる。ここで、 T_h, m_n, ν_{eh} は重粒子温度、重粒子質量、電子 - 重粒子間の衝突周波数である。式(30)を解くことにより T_e を取得する。また、式(32)のエネルギー緩和項を重粒子の熱速度に加算(または減算)をすることによって、DSMC と電子流体間のエネルギー保存を行う。

2.3.3 粒子 - 流体間のエネルギー緩和 DSMC 法で扱う重粒子と流体的に扱う電子間のエネルギー緩和は、式(32)で示したエネルギー緩和項を重粒子の熱速度に均等に分配することで DSMC と電子流体間のエネルギー保存を行う。

格子内に存在する粒子 p の並進エネルギー K_p は、格子内の粒子の平均速度 \bar{v} と熱速度 v_p を用い、次の式で定義される。

$$K_p = \frac{m_p W_p W_r (v_p - \bar{v})^2}{2} \quad (33)$$

ここで、 W_p, W_r はそれぞれ粒子 p の重み、半径方向の重みを表している。また、格子内の重粒子の熱速度に分配するエネルギーを ΔK とすると、MCM(Macroscopic Chemistry Method)¹²⁾では、エネルギー分配後の粒子 p の速度 v'_p は、

$$v'_p = \Psi(v_p - \bar{v}) + \bar{v} \quad (34)$$

となる。ここで、

$$\Psi = \sqrt{1 - \frac{\Delta K}{\sum K_p}} \quad (35)$$

である。また、今回我々は、化学反応に起因するエネルギー

ではなく、エネルギー緩和を扱いたいので、

$$\Delta K = S_{tr-e} V \Delta t \quad (36)$$

である。ここで、 $V, \Delta t$ は格子体積、時間刻みである。

3. 計算条件

計算モデルの概略図を図3に示す。計算領域は図3の青色の破線で囲まれている $50 \times 12.5 \text{ cm}^2$ の軸対称領域としている。また、DSMC法では、格子幅を平均自由行程程度 ($\lambda = 9 \times 10^{-4} \text{ m}$) にする必要があるため、このサイズで格子を切り、 576×108 個の格子を用いた。

境界条件については、ノズル出口の条件に、ノズル内部の流体解析³⁾により得られた結果を用いた。ノズル出口の中心部分 ($z = r = 0 \text{ cm}$) における各諸量を表1に示す。表1の $Kn, T_h, T_e, u, n_n, n_e, M, \alpha, p, l$ はそれぞれクヌーセン数、重粒子温度、電子温度、主流速度、中性粒子、電子の数密度、マッハ数、電離度、圧力、系の代表径を表している。なお、系の代表長はノズル直径を用いた。左面境界については外気と熱平衡 (300K) の壁面境界とし、粒子が衝突した際は拡散反射を起こすものとする。上面境界については、実験により得られた圧力 ($P_\infty = 15 \text{ Pa}$) を $z = 0 \text{ cm}$ の点に与え、 $z = 50 \text{ cm}$ で圧力が ηP_∞ ($\eta = 0.75$) に線形に減少する分布を与える³⁾。右面境界は ηP_∞ で一定の圧力を与えている。下面境界は3次元軸対称としている。

粒子間衝突の取り扱いには、重粒子間の衝突モデルに CWS を用いた NTC 法⁹⁾を用い、粒子モデルは VHS モデル⁹⁾を用いた。なお、参考文献3)より、このプラズマ流は、凍結流とみなすことができるので、化学反応は考慮していない。

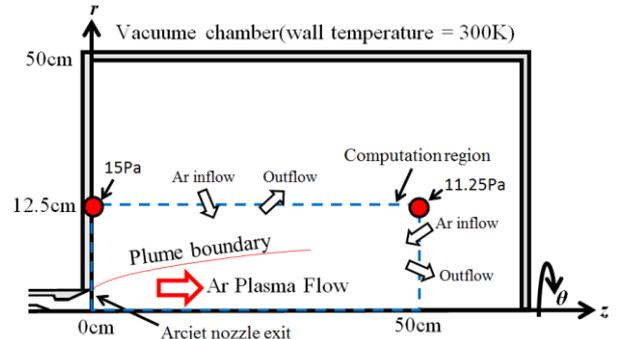


図3 計算領域の概略図

表1 ノズル出口中心での諸量³⁾

Parameter	Value	Unit
Kn	0.03	[-]
T_h	620	[K]
T_e	3250	[K]
u	2910	[m/s]
n_n	2.3×10^{21}	[m^{-3}]
n_e	9.1×10^{19}	[m^{-3}]
M	5.7	[-]
α	4.0	[%]
p	23.7	[Pa]
l	30	[mm]

4. 計算結果

4.1 CWSモデルの導入 CWSモデルの導入による、各化学種のサンプリング粒子数の変化を確認する。図4にCWSモデル導入前、図5にCWSモデル導入後のサンプリング粒子数分布を示す。また、上面はArのサンプリング粒子数 N_n 、下面はAr⁺のサンプリング粒子数 N_i を示している。重み比 ϕ はノズル出口中心部分において、ArとAr⁺のサンプリング粒子を同量得るため、 $\phi = 0.04$ としている。図4、図5より、CWSモデルを導入することにより、Arのサンプリング粒子数を変化させることなく、Ar⁺のサンプリング粒子数のみ増加させられていることが分かる。しかし、上面境界について、中性粒子の流入のみを考慮しているため、半径方向に荷電粒子のサンプリング粒子数がまだ足りていないことが疑われる。

この考察を行うため、図6の上面にCWSモデル導入後、下面にCWSモデル導入前の電子数密度の常用対数分布、図7に $z=11\text{cm}$ における半径方向の N_i 分布を示す。図6、図7より、CWSモデル導入前は、電子数密度は非常にガタついた分布が生じており、物理的な解が得られていない。一方、

CWSモデルを導入することにより、 N_i の個数を増加させることができ、電子数密度のガタつきを抑制できていることが確認できる。このことから、半径方向にも十分にAr⁺のサンプリング粒子を増加させられていることが分かった。

4.2 電子流体モデルの導入 電子を流体的に扱った場合^{5,6)}に加えて、Boydの古い方法である電子を粒子的に扱った場合⁴⁾の計算を行い、比較を行った。図8の上面に電子を粒子的に扱った場合、下面に電子を流体的に扱った場合での電子温度分布を示す。図8より、電子を粒子として扱った計算では、非常にガタついた分布が生じており、物理的な解が得られていない。一方、電子を流体的に扱った計算扱った計算では、滑らかな分布が得られている。結果として、本計算手法により、アーク気流の電子諸量を初めて定量的に議論できるようになった。例えば、電子温度の傾向として、アークのノズル出口から吐き出された直後が最も温度が高く、その後の、ブルームの膨張により2000K程度温度が下がった後、さらに下流では重粒子へのエネルギー緩和により、電子温度は緩やかに減少していくことが分かった。

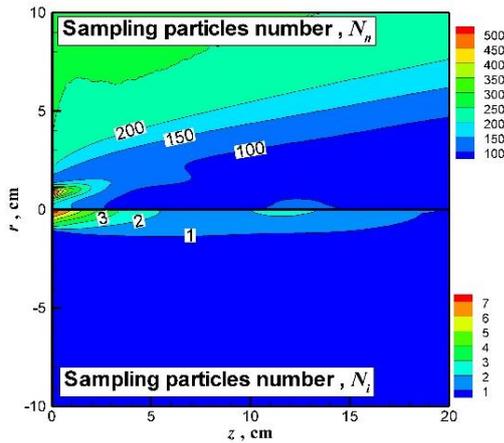


図4 CWSモデル導入前のサンプリング粒子数分布：Arのサンプリング粒子（上面）、Ar⁺のサンプリング粒子（下面）

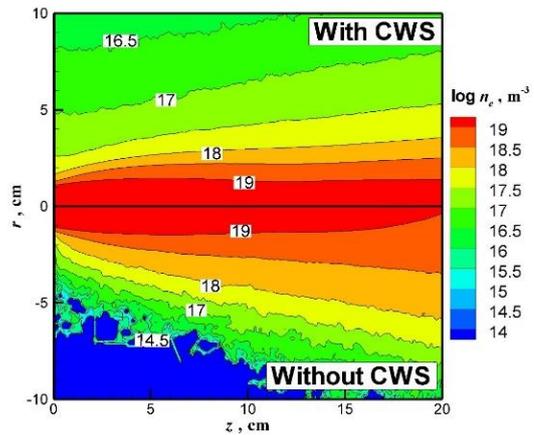


図6 電子数密度の常用対数分布：CWSモデル導入後（上面）、CWSモデル導入前（下面）

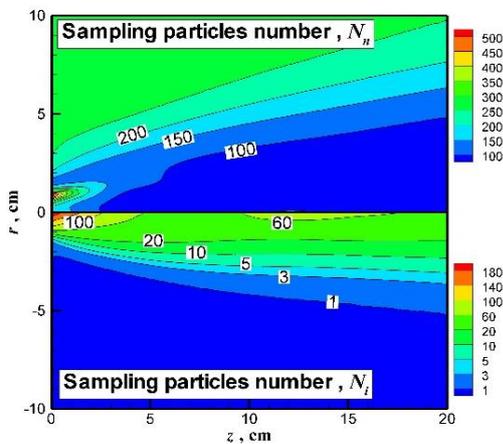


図5 CWSモデル導入後のサンプリング粒子数分布：Arのサンプリング粒子（上面）、Ar⁺のサンプリング粒子（下面）

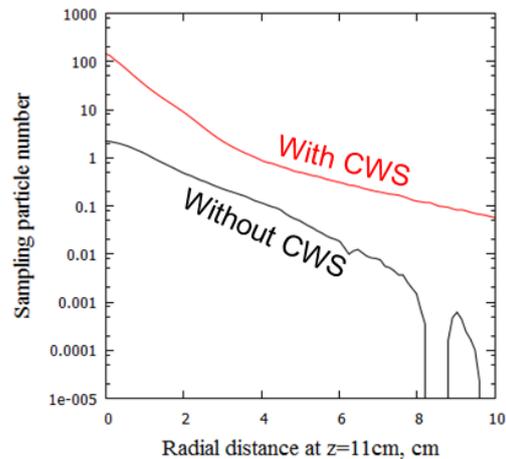


図7 CWSモデル導入前後での $z=11\text{cm}$ における半径方向のAr⁺のサンプリング粒子数分布

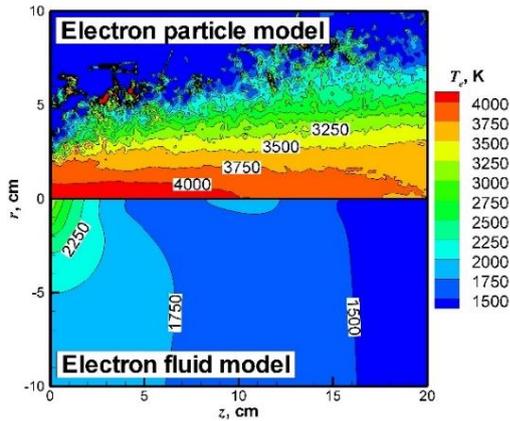


図 8 電子温度分布：電子を粒子的に扱った場合（上面），電子を流体的に扱った場合（下面）

4.3 DSMC と CFD の比較 図 9 に DSMC 法により得られたクヌーセン数 Kn 分布を示す。図 9 より、アークジェットの生成する流れ場は Kn が 0.01 を超えているため、CFD の結果は信用できず、今回の我々の DSMC 計算が必要であることが分かる。そこで、DSMC により電子諸量を定量的に取り扱うことで、CFD とどの程度違いが現れるのか調べた。

図 10 の上面に DSMC、下面に CFD の重粒子の並進温度分布を示す。図 10 より、CFD は定性的に DSMC と一致しているが、重粒子の並進温度を過小評価していることが分かる。図 11 の上面に粒子 - 流体間のエネルギー緩和を無視した場合の DSMC、下面に CFD の重粒子の並進温度分布を示す。図 11 より、粒子 - 流体間のエネルギー緩和を考慮しない場合では、DSMC と CFD はよく一致した結果が得られた。このことから、CFD は重粒子と電子間のエネルギー緩和を正確に捉えることができず、重粒子温度を過小評価したと考えられる。

次に、図 12 の上面に DSMC、下面に CFD の電子温度分布を示す。図 12 より、CFD の結果は DSMC の結果と定性的には一致しているが、気体が膨張して希薄度が増す $z=5\text{cm}$ 程度の領域における電子温度の急激な低下を捉えられていない。また、気流の下流側において、CFD では DSMC より 900K 程度電子温度の高い領域が広く存在し、電子温度がほぼ 2200K で一定の流れ場となっている。このことから、電子から重粒子への温度緩和に起因する電子温度の減少を捉えることが出来ていないことが分かった。

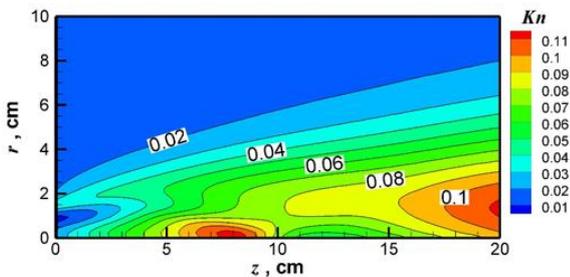


図 9 クヌーセン数分布

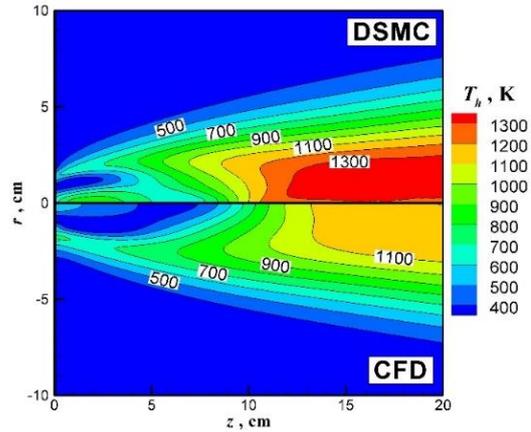


図 10 重粒子の並進温度分布：DSMC（上面），CFD（下面）

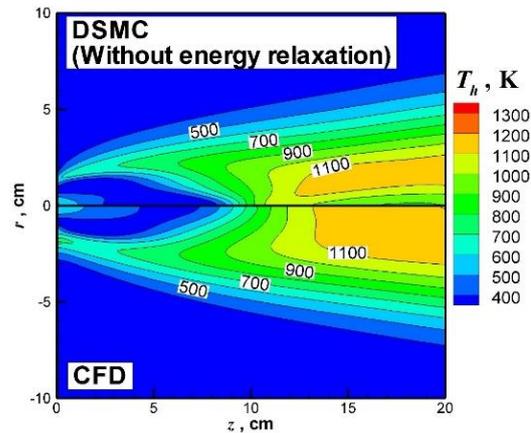


図 11 重粒子の並進温度分布：粒子 - 流体間のエネルギー緩和を無視した DSMC（上面），CFD（下面）

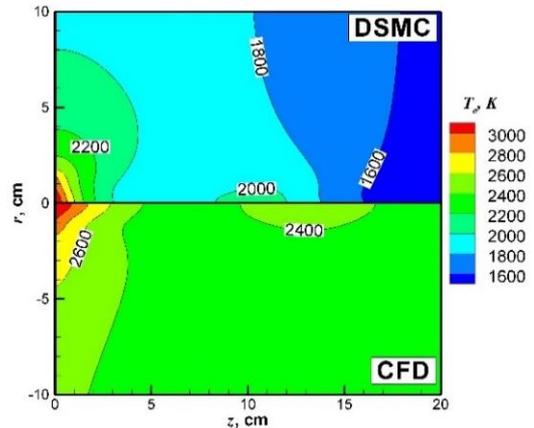


図 12 電子温度分布：DSMC（上面），CFD（下面）

4.4 希薄アークジェット気流の解析 前述の結果より、今回開発した DSMC コードにより、電子諸量を初めて定量的に議論することが可能になった。そこで、この節では DSMC により得られた希薄アークジェット気流の特性について詳しく見ていく。

図 13 の上面に重粒子の並進温度、下面に電子温度、図 14 の上面にマッハ数、下面に圧力分布を示す。ノズル出口から

真空チャンバー内に流入したプラズマは、プルームの膨張に伴い、並進温度と圧力が減少し、その領域においてマッハ数は6程度まで加速する。また、プルーム内部では、重粒子と電子間のエネルギー緩和により、重粒子温度は上昇し、電子温度は緩やかに低下する傾向があることが分かった。

5. ま と め

$Kn=0.01$ 程度の電子衝突が重要となる流れ場を生成する希薄アークジェットでの、電子諸量を捉えることが可能なDSMC計算コードの開発を行った。電子を正確に取り扱うために、DSMC法にCWSモデル、電子流体モデルを組み込み、これまで開発されていなかった、電子流体とDSMCで扱った重粒子間のエネルギー緩和が行える計算コードを開発した。この結果、希薄アークジェットの解析において初めて合理的な物理量分布（電子諸量）を得ることができた。また、CFDでは、プルームの膨張に伴う電子温度の急激な低下、及び気流の下流側における電子温度の減少を正確に捉えられないことも分かった。結果として、希薄大気中での電磁力発生メカニズムの解明の目的に叶うDSMCコードの構築が完了した。

参考文献

- 1) H. Otsu., et al., AIP conference Proceedings. Vol. 1084, pp776-771, 2009.
- 2) M. Kawamura., et al. J. Spacecraft Rockets, Vol. 50, No. 2, pp.347-351, 2013.
- 3) H. Katsurayama., et al., J. Appl. Phys, 113, 053304, 2013
- 4) I. D. Boyd, Phys. Fluid, Vol. 9, No. 10, pp. 3068-3095, 1997.
- 5) I. D. Boyd., et al., J. Applied phys., Vol. 95, No. 9, 2004.
- 6) N. A. Gatsonis., et al., J. Propulsion and Power, Vol. 17, No.5, 2001.
- 7) I. D. Boyd., et al., J. Thermophys. Heat Tr, Vol. 10, No. 4, 1996.
- 8) J. S. Wu., et al., Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol. 43, pp. 93-114, 2003.
- 9) G.A.Bird., Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS, 1994.
- 10) Charles R. Lilley., et al., Physics of Fluid, Vol.16, No. 6, June 2004.
- 11) Lieberman, M. A., and Lichtenberg, A. J., Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, Wiley, New York, 1994
- 12) M. Mitchner and C. H. Kruger, Partially Ionized Gases, Wiley, New York, 1973

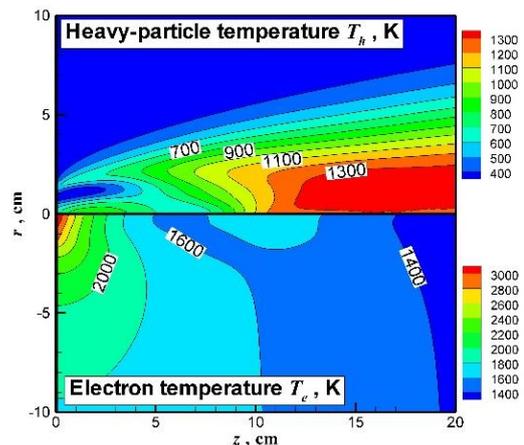


図13 DSMC法により得られた重粒子の並進温度分布（上面）と電子温度分布（下面）

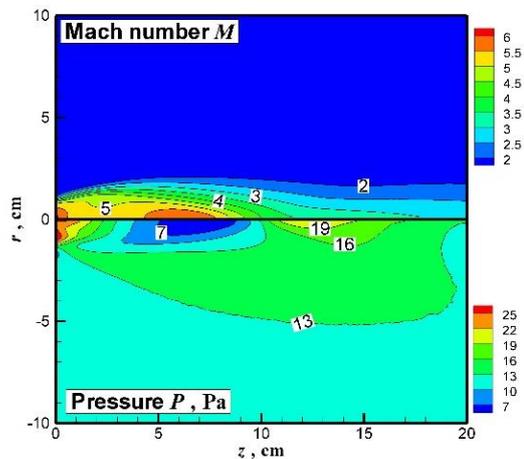


図14 DSMC法により得られたマッハ数分布（上面）と圧力分布（下面）