

小特集 数値シミュレーションによる熱プラズマ制御に関する研究の現状と展望

6. 熱プラズマにおける非平衡特性の制御

田中 康規

金沢大学理工研究域電子情報学系

(原稿提出：2011年4月24日)

近年、高気圧熱プラズマは高度に制御され、各種材料プロセスなど様々な分野に利用されてきている。熱プラズマにおいては、電子・ガス粒子間衝突だけでなく、ガス粒子間、ラジカル粒子間衝突が高頻度で生じ、それに伴う化学反応、組成変化などが熱プラズマ自身の挙動にも大きな影響を与える複雑系である。熱プラズマを多岐にわたって高度利用するためには、その物理を詳細に把握する必要がある。その一アプローチが熱プラズマの電磁熱流体数値解析である。近年、熱プラズマの詳細理解のために、なるべく仮定を用いないモデルを構築することが進められている。本章では、熱プラズマにおける非平衡を考慮したモデリングについて、例を挙げて記述する。

Keywords:

thermal plasmas, chemical non-equilibrium, thermal non-equilibrium, numerical modeling

6.1 まえがき

熱プラズマはガス温度が10000 Kにもなる高温を有する。この高温を利用して、熱プラズマは例えば溶接、溶射、廃棄物処理などにおいて応用されている。最近では、単にその高温を利用するだけでなく、熱プラズマの持つ高密度・高反応性を利用した機能性材料生成、機能性薄膜・厚膜生成やナノ粒子、ナノチューブなど材料の高速生成技術、環境分野では産業廃棄物・難処理物の分解などにも応用され、それらの技術に対する論文が多数発表されている。応用分野が多岐に亘る中、熱プラズマの詳細理解とその高度利用は非常に重要な課題となっている。

従来、熱プラズマは局所熱平衡状態 (Local Thermodynamic Equilibrium; LTE) にあると仮定されて、様々な検討がなされている。このLTE仮定に基づいて、これまでに熱プラズマ中における質量、運動量、エネルギーの輸送現象が理解され、流速分布、温度分布を理解できるようになった。最近では汎用ソフトウェアによる3次元熱流体解析により、非常に複雑な構造の熱プラズマの挙動が明らかにされつつある。しかし、実際の熱プラズマにおいて、すべての箇所において完全に局所熱平衡状態が成立していることはなく、非平衡性を促す要因がいくつもある。さらに一方では、熱プラズマに意図的に非平衡性を導入して、材料プロセス等に応用しようとする事も行われてきている。そのため、非平衡性を考慮せずに熱プラズマの数値解析を行うことは非常に困難な場合もある。

以上の背景の下、本章では熱プラズマの非平衡性を考慮したモデリングの基礎について述べる。熱プラズマにおいて特に問題となる非平衡性は反応論的非平衡性と熱的非平衡性である。それら反応論的非平衡および熱的非平衡モデ

リングについて、最新の研究を例示する。さらに、一部において、電子のエネルギー分布関数をマクスウェル分布とせずに、ボルツマン方程式を解くことが必要になる。その例についても紹介する。

6.2 高温高気圧プラズマ分野で問題となる非平衡状態

熱プラズマは熱平衡プラズマともいい、高温部分においてはある条件でほぼLTEが成り立つという特徴を有している。しかし、一般にはLTEは熱プラズマの一部分にしか成り立たない。様々な分野の熱プラズマにおいては、その周辺部位や時間的に急激な状態変化を伴うなどLTEの成立を難しくする現象が生じる。そのため、これらの熱プラズマ挙動把握あるいは高度な応用においては、熱プラズマにおける非平衡性が問題となってくる。高温高気圧プラズマ内の非平衡状態・非平衡性は、いくつかの段階に分けて考えることができる[1, 2]。高温高気圧プラズマとその周辺の分野において、特に重要となる「非平衡性」は、反応論的非平衡性および熱的非平衡性である。さらに、特別な場合には電子エネルギー分布関数EEDFの非マクスウェル分布状態も問題になる。

6.3 反応論的非平衡を考慮するモデル

6.3.1 反応速度を考慮した各粒子質量保存式の導入

熱プラズマ内においては、粒子の解離、再結合、電離などの反応が生じている。最近のプラズマプロセスにおいては、反応性の高いガスを導入する場合があります。熱プラズマ内で種々の化学反応が生じている。一般に反応の速度は有限であり、瞬時には反応平衡状態にならない。反応非平衡

性が問題となるかどうかは、対象としている時間スケールと、粒子の対流・拡散による輸送速度、反応速度との関係で決まる。定常状態であっても、粒子の対流・拡散による輸送速度、反応速度との関係から反応非平衡性を考慮すべき場合がある。

急激に変化する熱プラズマ、例えば変調型熱プラズマ、遮断器内のアーク、パルスアークなどの場合においては、熱プラズマ内の全ての反応が系の変化と比較して十分に速いと思えない場合がある。この場合、そのモデリングにおいては反応非平衡の効果を考慮して変動反応場を算出することが重要となる。すなわち、各位置における粒子組成を、各粒子の質量保存式から計算する。

$$\frac{\partial(\rho Y_j)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} Y_j - \rho D_j \nabla Y_j) = S_j \quad (1)$$

$$S_j = m_j \sum_{\ell=1}^L (\beta_{j\ell}^r - \beta_{j\ell}^f) \left(\alpha_{\ell}^f \prod_{i=1}^N n_i^{\beta_{i\ell}^f} - \alpha_{\ell}^r \prod_{i=1}^N n_i^{\beta_{i\ell}^r} \right) \quad (2)$$

ここで、 Y_j は粒子 j の質量分率、 ρ はバルクプラズマの質量密度、 D_j は粒子 j の実効拡散係数である。また S_j は粒子 j の単位時間・単位体積あたりの反応による生成質量であり、 α_{ℓ}^f および α_{ℓ}^r は、それぞれ反応 ℓ の正反応および逆反応の反応速度定数、 n_i は粒子 i の数密度、 $\beta_{i\ell}^f$ および $\beta_{i\ell}^r$ は、それぞれ反応 ℓ の正反応および逆反応における粒子 i の化学量論係数、 N は粒子種の数、 L は反応数である。この式を時々刻々解くことにより、反応速度・拡散・対流の影響を考慮して、各粒子の質量分率分布を得ることができる。熱プラズマの電磁熱流体解析を行うにあたり、比熱、導電率、熱伝導率といった熱力学特性および輸送特性が必要になる。これらの特性は温度・圧力だけでなく粒子組成状態にも大きく依存する。反応非平衡を考慮する場合、温度・圧力のみから粒子組成を決定できない。このため、上記のように求めた各位置での各粒子の数密度を用いて、各位置における熱力学・輸送特性を計算する必要がある。

6.3.2 反応論的非平衡を考慮したモデリング例

このような反応非平衡性を導入したモデリングは、アークに対しては Belhaouari ら [3], Murphy ら [4], 田中 [5] が開発している。一方、熱プラズマ内の反応場という立場から、Zhao ら [6], Sharif ら [7, 8], 茂田ら [9], Morsli ら [10] が誘導熱プラズマを対象として行っている。最近例として、多原子分子ガスの反応論的非平衡解析も行われている。多原子分子ガスからは、解離により単純な単原子だけでなく、多種数の副生成物、ラジカルなどを考慮する必要があり、非常に複雑になる。これらの粒子間の衝突・反応物と反応熱が熱プラズマの挙動に大きな影響を与える。ここでは例として、SF₆ アークプラズマの反応非平衡モデルを紹介する [11]。

(a) SF₆ アーク遮断現象

いわゆる電力用ガス遮断器は、電力系統における事故電流を切る装置である。遮断器においては、大電流を遮断する際に電極を開極する。その際に電極間には SF₆ アークプラズマが発生する。このプラズマを通じて電流が流れ続ける。このアークプラズマを消弧することで初めて大電流を

遮断している。これをアーク遮断という。SF₆ ガスはプラズマをクエンチ（減衰）させる能力（消弧能力）が高いため、「消弧媒体」として使用されている。そのアーク遮断において、特に熱的モードと呼ばれる領域においては、アーク遮断の成否は交流電流零点後、数から数百 μ s オーダで決まる。この遮断現象を理解するモデルとして、これまで LTE を仮定した熱流体解析モデルが広く用いられている。しかし実際には全反応が平衡状態となるためには有限の時間を要する。そのため、この現象を詳細に理解するためには、反応速度を考慮したモデリングを行う必要がでてきている。そこで筆者らは、SF₆ アークの反応非平衡モデルの構築を試みている [11]。

(b) SF₆ アークの反応非平衡モデル

ここでの反応論的非平衡モデルでは、SF₆ およびその分解粒子、原子、イオンの合計 19 種類を考慮した。さらにこれらの粒子間の 122 種の反応を想定し、その速度係数の影響を導入した。これらの反応速度係数の温度依存データについては、文献で得られるものを用いた [12-15]。それらの逆反応の速度係数については、詳細つりあいの原理から分配関数を用いて温度の関数として計算している。図 1 は、中性粒子間における二体反応の速度係数の温度依存性である。これらの反応の速度係数は Lennard-Jones 形で文献から与えられており [12]、同図の曲線群は詳細釣り合いの定理から今回求めたものである。反応の速度係数は、温度とともに大きく変化する。例えば同図において SF₂ + F → SF + F₂、SF₂ + S → SF₂ + F₂ の速度係数は温度 10000 K において温度低下とともに急激に小さくなる。そのため、温度 3000 K 程度の低い領域では上記反応の速度係数は例えば F₂ + S → F + SF のものより 8 桁程度小さくなっている。これらの反応速度係数を考慮して、時々刻々、各粒子の生成速度を各位置において計算する。求めた粒子組成と衝突断面積のデータとから各位置における熱力学・輸送特性の変化も計算する。さらに各位置における反応熱をも計算していく。これにより流速分布、温度分布を計算していく。

(c) SF₆ アークの減衰過程の計算結果

図 2 は、反応論的非平衡モデルで計算した SF₆ アーク温度変化であり、全計算空間のうち電極間空間のみを示している [11]。これは直流 100 A 定常アークを維持した状態から電流を 0 A にステップ的に変化させた場合のフリーリカ

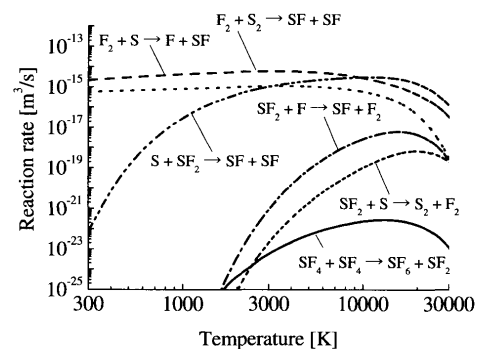


図 1 二体中性粒子衝突反応に対する反応速度係数の温度依存性 [11]。

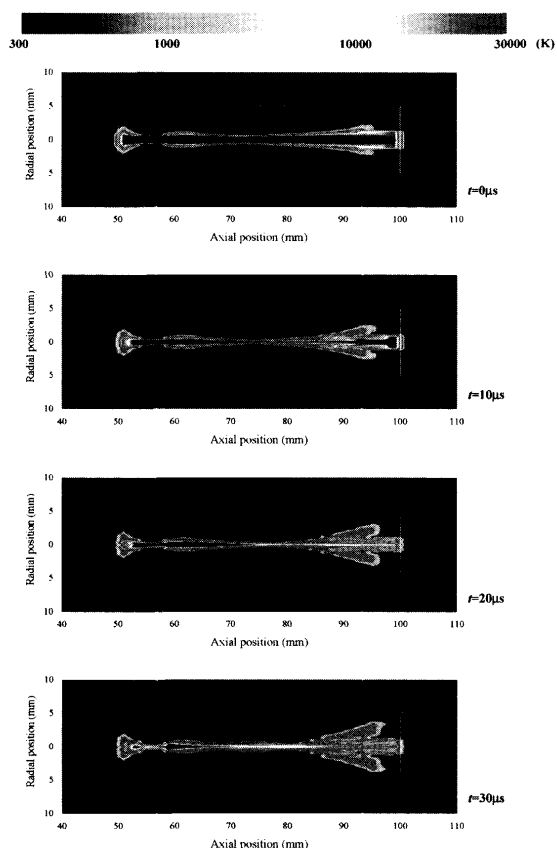


図2 反応非平衡モデルで計算したSF₆アークプラズマの温度変化。

バリ状態におけるSF₆アークの減衰過程を対象としている。同図の t は電流が100 Aから0 Aに遷移してからの時刻を表し、 $t=0$ から30 μs までを示している。

電流が0 Aとなりアークプラズマへの入力電力が0 Wとなると、アークプラズマは急激に減衰していく。 $t=10-20 \mu\text{s}$ ではノズルスロート付近の温度が急激に低下する。 $t=30 \mu\text{s}$ では温度2000 K付近の領域が径方向に広がっている。LTEを仮定した計算も別途行い、反応非平衡モデルの結果と比較した。その結果LTEの場合よりも、反応非平衡モデルの場合に $t=0-30 \mu\text{s}$ におけるアーク中心付近の温度低下が遅く、その後 $t=30-40 \mu\text{s}$ では逆の温度低下が速くなり、さらに $t=40 \mu\text{s}$ 以降は温度2000 K程度の領域が径方向に広がる傾向が見られた。高温領域においてはイオンの再結合が支配的で発熱により温度低下が遅くなる。中性原子状態が支配的となると比熱が比較的小さく急激に温度低下する。さらに温度が低くなり分子を形成し始める段階で、拡散ため径方向外側に運ばれた原子が、LTEの場合よりアーク外側において発熱反応を生じると温度勾配が小さくなる。このため温度低下が弱められると考えられる。

6.4 熱的非平衡+反応論的非平衡性を組み込んだモデリング例

6.4.1 電子および重粒子のエネルギー保存式

電子が電磁場から受ける加速時間内において、電子と重粒子とが弾性衝突により十分なエネルギー変換を行って

れば、電子から重粒子に熱運動エネルギーがわたり、電子温度 T_e と重粒子温度 T_h とは近い値をとる。熱プラズマの高温部においては以上が成立している。しかし、上記が成立していない場合には $T_e \neq T_h$ となり、いわゆる熱的非平衡性が現れる。アークプラズマ中心から少しはずれた箇所や誘導熱プラズマの管壁付近などでは、熱プラズマといえども熱的非平衡性となっている可能性が高い。この熱的非平衡性は、例えば電子衝突による電離・解離などの反応が盛んに行われている場合、反応場の把握に影響を与える。これまでも熱的非平衡性を考慮し、すなわち $T_e \neq T_h$ とし、重粒子と電子のエネルギー保存式を別々に立ててそれぞれの温度を計算するモデルが構築されている。

筆者ら等の誘導熱プラズマのモデリングにおいては、熱的非平衡性 ($T_e \neq T_h$) と同時に前節の粒子間の反応論的な非平衡性をも導入して解析を行っている。重粒子と電子のエネルギー保存式は次のように書ける：

重粒子の運動エネルギーの方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho h')}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u h' - \kappa_h^{\text{tr}} \nabla T_h) \\ = \sum_{j(j \neq e)}^N [\nabla \cdot (\rho D_j h_j' \nabla Y_j)] - \sum_{\ell(\beta_{e\ell}^{\text{tr}}, \beta_{e\ell}^{\text{tr}} \neq 0)}^L \Delta Q_\ell + E_{\text{ch}} \quad (3) \end{aligned}$$

電子の運動エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(n_e \frac{5}{2} k T_e \right) + \nabla \cdot \left(n_e \frac{5}{2} k T_e \mathbf{u} - \kappa_e^{\text{tr}} \nabla T_e \right) \\ = -\nabla \cdot \left(\frac{1}{m_e} \frac{5}{2} k T_e \Gamma_e \right) - \sum_{\ell(\beta_{e\ell}^{\text{tr}}, \beta_{e\ell}^{\text{tr}} \neq 0)}^L \Delta Q_\ell \\ + \sigma |\mathbf{E}|^2 - P_{\text{rad}} - E_{\text{ch}} \quad (4) \end{aligned}$$

ここで、 h' は重粒子の並進運動エンタルピー、 h_j' は重粒子 j の並進運動エンタルピー、 κ_h^{tr} は重粒子の並進運動熱伝導率、 κ_e^{tr} は電子の並進運動熱伝導率、 ΔQ_ℓ は単位時間単位体積あたりの反応 ℓ による反応熱、 E_{ch} は電子重粒子間弾性衝突によるエネルギー変換量、 Γ_e は電子の拡散流束、 σ は電子電流に対する導電率、 P_{rad} は放射損である。

6.4.2 熱的非平衡性+反応論的非平衡性を考慮した多原子分子熱プラズマの計算例

熱的非平衡と反応論的非平衡とを考慮した熱プラズマのモデリングは田中[16, 17]からAr-N₂熱プラズマに対して始められ、渡辺ら[18, 19]はAr-O₂熱プラズマ、Yeら[20]はAr-H₂熱プラズマ、Morsliら[21]は超音速空気熱プラズマに対して行われている。

最近の誘導熱プラズマプロセッシングにおいては、多原子分子を用いたものが多い[22-24]。ここでは、窒化处理などに用いられるAr-N₂-H₂誘導熱プラズマのモデリング[22]、誘導熱プラズマとCH₄の燃焼反応とを重畳させたAr-CH₄-O₂誘導熱プラズマのモデリング[24]について紹介する。

(a) Ar-N₂-H₂誘導熱プラズマのモデリング

Ar-N₂-H₂プラズマのモデリングにおいては、Ar-N₂-H₂プラズマ内の14種の粒子N₂, N₂⁺, N, N⁺, H₂, H₂⁺, H, H⁺,

NH₃, NH₂, NH, Ar, Ar⁺, 電子を考慮した[22]. これら粒子の間の164種の反応を考慮する. さらに電子エネルギー保存式および重粒子のエネルギー保存式を解いた. この際, 各反応からの反応熱を考慮する.

図3は, Ar-N₂-H₂ 誘導熱プラズマにおける電子温度 T_e および重粒子温度 T_h の二次元分布である. 同図右側の反応容器内においては T_e と T_h との差はほとんどなく, いわゆる熱的な平衡状態となっている. これは容器内においては電界強度は弱いため, $T_e \sim T_h$ となる. 一方, 同図左側のプラズマトーチ内の管壁付近においては, 電子温度は重粒子温度より高くなっている. T_e と T_h の違いをわかりやすく示したのが, 図4である. 同図は, 図3における横軸位置 $z=155$ mm における径方向温度分布である. 同図4の T_e (2T-NCE)が非平衡モデルで計算した電子温度, T_h (2T-NCE)が重粒子温度である. T (1T-CE)は, LTEを仮定した場合の温度計算結果である. 同図4から, プラズマトーチ軸上(横軸の0 mm)付近においては, ほぼ $T_e \sim T_h$ となっている. 誘導プラズマにおいては軸上において電界強度は0 V/mであるため, 熱的な平衡状態となる. 一方, 管壁 $r=35$ mm に近づくにつれて, $T_e > T_h$ となっている. $r=25$ mm 付近では T_e と T_h の差は2000 K以上になる. 電界強度が径方向に対して大きくなるとともに, 電子密度が低くなるため電子-重粒子間の衝突周波数が小さくなり電子から重粒子へのエネルギー変換量が小さくなる. このため, $T_e > T_h$ の状態となる. これが電子衝突反応の速度係数に大きく影響する.

(b) Ar-CH₄-O₂ 誘導熱プラズマのモデリング

誘導熱プラズマと燃焼プロセスとを組み合わせることにより, 溶射プロセスや球状化プロセスにおける材料溶融過程の効率化などが期待できる. CH₄などの炭化水素の燃焼反応は非常に複雑である[25]. この系においてはCH₄

+ OH → CH₃ + H₂O, CH₄ + H → CH₃ + H₂, CH₃ + O → CH₂O + H, CH₂O + H → CHO + H₂, CH₂O + OH → CHO + H₂O, CHO + M → CO + H + M, CO + OH → CO₂ + H などの反応が重要であるとされている. 同反応におけるH₂, CH₂O, CH₃, O, H およびOHは中間活性種であり, 一連の燃焼反応において重要な役割を果たす. これらに, 電子衝突反応, イオン衝突反応が重畳した場合にはさらに複雑な系を考える必要がある.

本 Ar-CH₄-O₂ 誘導熱プラズマモデルにおいては, Ar-C-H-O系からなる22種を考慮し, 電子衝突反応を含む196の反応を考慮した. 図5は, 二温度反応非平衡モデルによるAr-CH₄-O₂ 誘導熱プラズマ内の各粒子の質量分率分布結果である[24]. プラズマトーチ部においてArが電離しAr⁺, 電子が生じている. 一方, CH₄ およびO₂は解離され, H, Oがプラズマトーチおよび反応容器内にも広く分布する. これらからOHも生じ, おもに反応容器内に存在することがわかる. これらの粒子間に反応により反応熱が生じ, 熱プラズマ全体のパワーバランスにも影響を与える. 図6は, 軸方向位置 $z=155$ mm における重粒子のパワーバランスを表している. 重粒子は, 電界によりジュール加熱された電子との弾性衝突することにより, 10 mm < r < 30 mm 付近においてパワーを受ける. そのパワーがおもに径方向熱伝導に径方向に運ばれるとともに, 径方向対流によりトーチ軸に向かう方向に運ばれる. 22 < r < 30 mm 付近ではそのパワーがCH₄とO₂などの分子解離反応に使用されている. 電子に対するパワーバランスからも電子衝突による解離反応に電子のパワーが使用される. トーチ軸方向に運ばれた重粒子のパワーは軸方向対流により下流に運ばれる. このように, 同モデルを利用すれば, 多原子分子系のジュール熱, 反応熱, 輸送現象を検討できる.

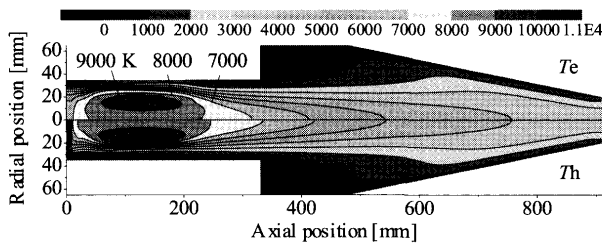


図3 Ar-N₂-H₂ 誘導熱プラズマにおける電子および重粒子温度の二次元分布[22].

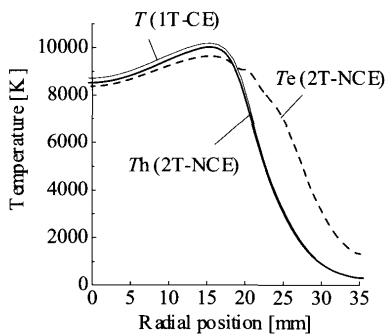


図4 Ar-N₂-H₂ 誘導熱プラズマにおける電子および重粒子温度の径方向分布[22].

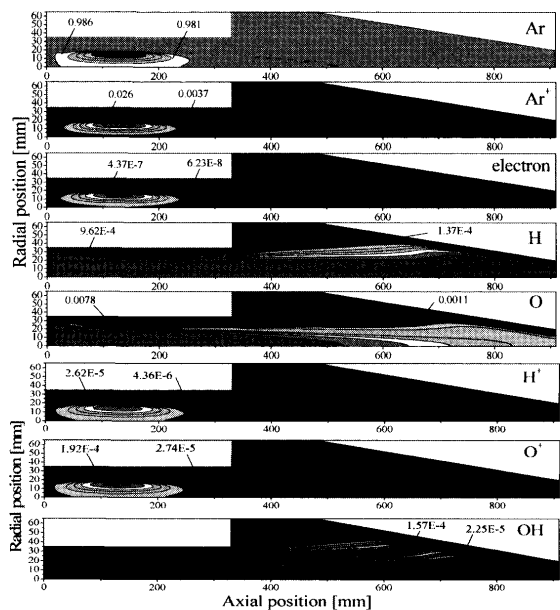


図5 Ar-CH₄-O₂ 誘導熱プラズマにおける各粒子の質量分率分布[24].

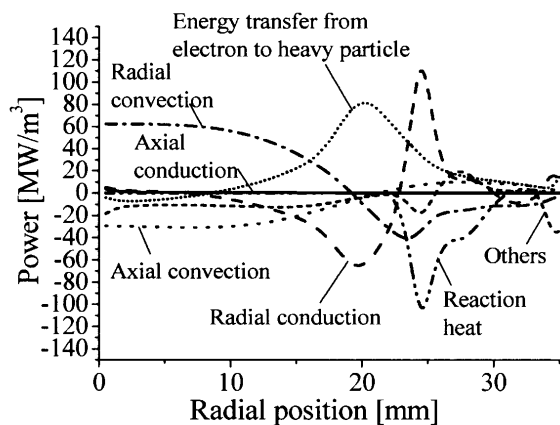


図6 Ar-CH₄-O₂ 誘導熱プラズマにおける重粒子のパワーバランスの径方向分布[24].

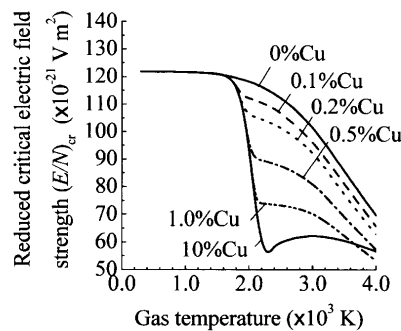


図7 ガス温度と銅蒸気混入率依存性[27].

6.5 電子の非マクスウェルエネルギー分布関数

電子間で十分な衝突が行われず、電子-電子間のエネルギー緩和時間が電磁場による加速時間に比較して長い場合には、電子のエネルギー分布関数 (Electron Energy Distribution Function; EEDF) はマクスウェル分布からずれる。電子が他の分子ガスと衝突する場合、特に電子の振動励起・回転励起衝突断面積が運動量変換断面積と同程度の場合にも、EEDF はマクスウェル分布からはずれ、各種反応レートなどに影響を与える。この場合、電子-粒子間衝突を考慮してボルツマン方程式を解く必要がある。減衰したプラズマに急激に電界印加した場合の熱プラズマへの復帰 (例えば、遮断器アークの再点弧) の際には問題となる。

ここでは、上記の遮断器アークの再点弧を想定し、ガス温度が高くなった場合の絶縁耐力特性を予測する手段について述べる [26, 27]。アーク遮断後のガスは温度 1000–3000 K となって遮断器タンク内に存在する。ここに高電圧 (高電界) が印加される。この場合の熱ガスへの電界印加時における電子エネルギー分布関数 EEDF を求める。ここでのボルツマン解析は、局所電界近似 (Local Field Approximation; LFA) に基づいて 0 次元空間、すなわち、すべての物理量が空間的に一様であると仮定する。この場合、ボルツマン方程式は空間依存項を無視できる。簡単化のため各粒子は基底状態にあるものとする。さらに電子速度分布関数を電子の速度 v に対して二項近似の球面調和関数展開し、エネルギー ϵ の形で書くと次式が得られる [28–30]。

$$\frac{\partial n(\epsilon)}{\partial t} = -\frac{\partial J_f}{\partial \epsilon} - \frac{\partial J_{el}}{\partial \epsilon} + \frac{\partial J_{inel}}{\partial \epsilon} + \frac{\partial J_{ion}}{\partial \epsilon} + I_{att} \quad (5)$$

$$n(\epsilon) = n_e f_0(\epsilon) \epsilon^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

$$\int_0^{\infty} f_0(\epsilon) \epsilon^{\frac{1}{2}} d\epsilon = 1 \quad (7)$$

ここで、 ϵ : 電子の運動エネルギー (J), $n(\epsilon)d\epsilon$: エネルギー $\epsilon - \epsilon + d\epsilon$ の電子密度 (m^{-3}), $f_0(\epsilon)\epsilon^{\frac{1}{2}}$: 電子エネルギー分布関数 EEDF, n_e : 全電子密度 (m^{-3}) である。さらに、 J_f : 電界による電子の加速項 (m^{-3}/s), J_{el} : 弾性衝突

によるエネルギー変換項 (m^{-3}/s), J_{inel} : 励起反応によるエネルギー変換項 (m^{-3}/s), J_{ion} : 電離反応によるエネルギー変換項 (m^{-3}/s), I_{att} : 電子付着に伴うエネルギー変換項 ($m^{-3}/s/J$) を表している。

ガス温度が高くなった場合には、ガス粒子同士の衝突により室温時と粒子組成が異なる。この組成を計算し、計算した粒子組成を用いて、上記のボルツマン方程式を解く。さらに実効電離係数が 0 となる電界、すなわち臨界電界を求める。

図 7 は、78%N₂+22%O₂ の温度 300–3500 K における臨界電界値 E_{cr} を表している。ここでは、電極材料の Cu 蒸気が入った場合も想定し、Cu 蒸気混入率の依存性も示している。ガス温度 T_h が 300–1500 K においては、換算臨界電界値 $(E/N)_{cr}$ は 121 Td 程度であり、ガス温度依存性はほとんどない。 T_h が 1500 K 以上になると、 $(E/N)_{cr}$ は低下する。 $(E/N)_{cr}$ が T_h とともに低下する理由は、Cu 蒸気混入率が 0% の場合、電離電圧の低い NO が生じその質量分率が増加することと、電子付着係数の大きい O₂ の質量分率が低下するためである。また、この $(E/N)_{cr}$ の T_h に対する低下は、Cu 蒸気混入率が大きいほど大きい。これは $T_h > 1500$ K において、固体 Cu が Cu 蒸気となり Air に混入するためである。気相 Cu は電離電圧が低く、 $(E/N)_{cr}$ を著しく低下させる。

6.6 あとがき

本章では、熱プラズマにおける非平衡性を考慮した数値解析モデリングについて簡単に記述し、それをを用いた解析例について例示した。熱プラズマ内の現象はきわめて複雑であるため、従来、局所熱平衡状態になっていると仮定され様々な現象が説明されてきた。最近では、熱プラズマ内のさらに詳細な反応場理解が主に材料プロセッシング分野から要求され、電子-ガス粒子 (重粒子) のみならず、ガス粒子-ガス粒子間の衝突の影響をも考慮した反応非平衡モデル、さらに電子温度と重粒子温度との相違を考慮した熱的反應論的非平衡モデルが適用されつつある。これにより、熱プラズマ現象はさらに詳細に検討され始めている。

参考文献

- [1] 田中康規: 放電学会誌 48, 70 (2005).
- [2] 田中康規, 渡辺隆行: プラズマ・核融合学会誌 82, 479 (2006).

- [3] J.B. Belhaouari, J.J. Gonzalez, A. Gleizes, J. Phys. D: Appl. Phys. **31**, 1219 (1998).
- [4] A.B. Murphy, T. McAllister, Phys. Plasmas **8**, 2565 (2001).
- [5] Y. Tanaka, T. Michishita, Y. Uesugi, Plasma Sources Sci. & Technol. **14**, 134 (2005).
- [6] G.Y. Zhao, J. Mostaghimi, M.I. Boulos, Plasma Chem. Plasma Process. **10**, 151 (1990).
- [7] S.A. Al-Mamun, Y. Tanaka, Y. Uesugi, Thin Solid Films **518**, 943 (2009).
- [8] S.A. Al-Mamun, Y. Tanaka, Y. Uesugi, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 1243 (2009).
- [9] M. Shigeta, N. Atsuchi, T. Watanabe, J. Chemical Eng. Japan **39**, 1255 (2006).
- [10] M. El Morsli, P. Proulx & D. Gravelle, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 015016, 2011.
- [11] 田中康規, 鈴木克巳: 電気学会電力・エネルギー部門大会 (2010.9).
- [12] R. Girard, J.J. Gonzalez, A. Gleizes, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 1229 (1999).
- [13] A. Gleizes, B. Chervy, J.J. Gonzalez, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 2060 (1999).
- [14] R. Girard, J.B. Belhaouari, J.J. Gonzalez, A. Gleizes, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 2890 (1999).
- [15] J. J. Gonzalez, R. Girard, A. Gleizes, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 2759 (2000).
- [16] Y. Tanaka, J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 1190 (2004).
- [17] Y. Tanaka, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 307 (2006).
- [18] T. Watanabe, N. Atsuchi, M. Shigeta Int. J. Heat Mass Trans. **49**, 4867 (2006).
- [19] T. Watanabe, N. Atsuchi, M. Shigeta, Thin Solid Films **515**, 4209 (2007).
- [20] R. Ye, T. Ishigaki, J. Appl. Phys. **97**, 123306, 1 (2005).
- [21] M. El Morsli, P. Proulx, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, 4810 (2007).
- [22] Y. Tanaka, Thin Solid Films **518**, 936 (2009).
- [23] S.A. Al-Mamun, Y. Tanaka, Y. Uesugi, Plasma Chem. Plasma Process. **30**, 141 (2010).
- [24] S.A. Al-Mamun, Y. Tanaka, Y. Uesugi, Thin Solid Films **518**, 3535 (2010).
- [25] S. Fukutani, K. Sakaguchi, N. Kuniooshi, H. Jinno, Bull. Chem. Soc. Jpn. **64**, 1623 (1991).
- [26] Y. Tanaka, J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 851 (2004).
- [27] Y. Tanaka, IEEE Trans. Dielectrics & Electr. Insulation **12**, 504 (2005).
- [28] S.D. Rockwood, Phys. Rev. A **8**, 2348 (1973).
- [29] C.J. Elliott, A.E. Greene, J. Appl. Phys. **47**, 2946 (1976).
- [30] M.L. Morgan, B.M. Penetrante, Computer Phys. Comm. **58**, 127 (1990).