低圧マイクロ波放電プラズマの N_2 2+バンドの放射と温度特性^{*1}

Radiation and Temperature Characteristics of N_2 Second Positive Bands of Microwave-Discharged Plasmas at Low Pressure

澁澤 健 二^{*2,*3}・船津 賢 人^{*4}・白井 紘 行^{*5}・高草木 文 雄^{*4}

Kenji SHIBUSAWA, Masato FUNATSU, Hiroyuki SHIRAI and Fumio TAKAKUSAGI

Key Words: Plasma, Microwave, Radiation, Spectroscopic Measurement, Population Distribution, Non-Equilibrium

Abstract: Spectroscopic measurements of microwave-discharged low-pressure nitrogen plasmas were made in a tube with a diameter of 9.5 mm and length of 42 mm. Intense radiation of N_2 2+ bands and weak radiations of N_2^+ 1–, N_2 1+, and NO γ bands were observed. Unique intensity distribution of N_2 2+ bands with high vibrational levels was observed as in the arc-discharged micro-air plasma-jets. Rotational and vibrational temperatures were determined by a spectral matching method with N_2 2+ (0, 2) and (1, 3) bands. The vibrational state of the plasma was also investigated by the N_2 2+ band intensity. As the experimental spectra could not be reconstructed by a usual equilibrium radiation theory with one rotational temperature, the theoretical spectra were constructed with the effects of predissociation and theoretical non-Boltzmann rotational population distribution, and were compared with the experimental ones. As a result, it was found that the vibrational and rotational temperatures were dependent on the theoretical model for rotational population distribution, that the rotational temperature was dependent on the vibrational states, and that the plasmas were in the vibrational non-equilibrium state.

記号の説明

$A(i, j)$: N_2 C $^3\Pi_u$ 状態の i 準位から B $^3\Pi_g$ 状態の
任意の振動準位上の回転準位への全放射遷移
確率 [1/s]

i, j : 回転準位 [-]

$J_{\max}$: 最大回転量子数 [-]

$K(j, i)$: 重粒子間衝突による j 準位から i 準位への遷
移速度係数 [1/s]

$K(i, j)$: 重粒子間衝突による i 準位から j 準位への遷
移速度係数 [1/s]

$K(i, c)$: 重粒子間衝突による i 準位からの解離速度係
数 [1/s]

$K(c, i)$: 重粒子間衝突による i 準位への再結合速度係
数 [m^3/s]

$K_e(i+2, i)$: 電子衝突による $i+2$ 準位から i 準位への遷
移速度係数 [m^3/s]

n : 数密度 [1/ m^3]

r : 半径方向距離 [mm]

T_r : 回転温度 [K]

T_v : 振動温度 [K]

v' : 振動準位 [-]

z : 空洞共振器の右端からの距離 [mm]

添え字

e: 電子

S, D: N 原子の励起状態

1. はじめに

高温プラズマはアーク放電や強い衝撃波により発生する。一般に気体の温度が高くなると気体に含まれる分子は励起、解離あるいは電離し、気体は複数の化学種とその多くの励起状態にある粒子で構成され、熱化学的非平衡状態となる。このような高温プラズマの内部状態は、プラズマから発する放射光に正確に反映される。そのため、プラズマの放射特性を解析することは高温プラズマなどの熱化学的環境を解析する上で非常に重要である。放射特性を解析する有効な手段として分光学的測定があり、それによる測定から、プラズマ内の構成化学種の同定や振動および回転温度などの推定ができる。高温プラズマに対する放射特性の研究は、これまでにアーク加熱風洞や衝撃波管を用いて進められている^{1,2)}。

筆者らの研究室では超小型アーク放電型プラズマジェットを用いて、高温プラズマの放射特性の研究を系統的に行っている³⁾。今までにそのプラズマは大気圧の条件下でも強い熱的非平衡状態にあること、 N_2 分子の C $^3\Pi_u \rightarrow$ B $^3\Pi_g$ の遷移で発生する N_2 2+バンドは平衡放射理論で説明できない特異な強度分布を有することなどがわかった。後

^{*1} © 2007 日本航空宇宙学会
平成 18 年 6 月 20 日原稿受理

^{*2} 群馬大学大学院工学研究科

^{*3} 現 茨城工業高等学校

^{*4} 群馬大学工学部

^{*5} 群馬大学

者について筆者らは、 N_2 2+バンドを形成する N_2 C 状態の前期解離とマスター方程式から求めた非ボルツマン回転粒子数分布を理論スペクトル計算に適用することで、特異なスペクトル分布を高精度で再現できることを示した⁴⁾。これは従来の平衡放射理論では不十分であること、また窒素を含む各種プラズマに現れる N_2 2+バンドにおける非平衡性を詳しく調べることが重要であることを意味している。

本研究ではアーク放電とは異なる発生機構を持つマイクロ波放電プラズマを用い、その放射特性について調べた。マイクロ波放電プラズマは操作性と安定性が良い、電極からの不純物が無いなどの特徴があり、また、強い熱的非平衡状態を有することが期待できるため、非平衡プラズマの放射特性を解明する上で有益な情報を与えると考えた。本研究ではマイクロ波放電により発生させた低圧窒素プラズマの分光測定を行った。280~410 nm の波長範囲で明瞭に観測された N_2 2+バンドでは、アーク放電型プラズマジェットと同様の特異な強度分布を有することがわかった。そこで、 N_2 2+バンドを形成する N_2 C 状態の前期解離と非ボルツマン回転粒子数分布を理論スペクトル計算に考慮し、 N_2 2+バンドの放射特性について詳しく検討した。また、実験スペクトルのバンド強度分布から振動非平衡性について検討を行った。

2. 実験装置

第1図に実験装置概略を示す。実験装置は大別してマイクロ波放電プラズマ発生装置部と分光測定部からなる。内径 9.5 mm の石英管を空洞共振器 (幅 48.4 mm, 奥行き 50 mm) に挿入する。管内に窒素ガスを一定流量 (50 ml/min) で流入させながらロータリーポンプにより排気する。この時の管内の圧力は 317 Pa (2.38 Torr) である。マイクロ波発生装置 (エヴィック商会製 MR-IIIS) を用いて共振器内に 2.45 GHz のマイクロ波を伝送させ窒素プラズマを発生させる。実験はマイクロ波の入射電力を 100 W として行った。第2図は上述の条件で発生させたマ

第1図 実験装置概略

イクロ波放電プラズマの自発光写真と分光測定点を示したものである。プラズマは共振器の右端より約 5 mm の位置から発生し、プラズマ柱の長さは約 42 mm である。分光測定はプラズマの中心軸上、共振器右端より 6 mm の位置から下流側へ 5 mm 間隔で 9 点、中心軸上の各測定点から径方向に 1.5 mm 間隔で 3 点の計 27 点で行った。放射光測定では焦点距離 100 mm の石英レンズを通し、回折格子 1,200 grooves/mm, 焦点距離 500 mm の分光器 (浜松ホトニクス製 C 5095) を用いた。

3. 放射強度分布

3.1 空間的発光強度分布 第3図は第2図の写真における空間的発光強度分布である。 z は共振器右端からの距離、 r は中心軸からの径方向距離、縦軸は相対強度を示す。発光強度の高い領域は、 $z = 15 \sim 30$ mm, $r = -3.0 \sim 3.0$ mm にある。共振器の端に近い位置では、上流側、下流側ともに強度が低下していることがわかる。

3.2 実験スペクトル 第4図は発光強度の高い領域にある中心軸上、 $z = 21$ mm の位置で測定した実験スペクトルを波長範囲 200~900 nm に対して示したものである。横軸は波長、縦軸は相対強度である。主要なスペクトルは 280~440 nm にある N_2 2+バンドであり、窒素原子線や連続スペクトルはほとんど現れていない。また、強度が低い N_2^+ 分子の $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ 遷移で発生する $N_2^+ 1-$ 、 N_2 分子の $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ の遷移で発生する $N_2 1+$ 、NO 分子の $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ の遷移で発生する NO γ バンドが現れている。

第2図 マイクロ波放電プラズマの写真と測定点

第3図 マイクロ波放電プラズマの空間的発光強度分布

第 4 図 実験スペクトル (200 ~ 900 nm)

第 6 図 中心軸上の 3 点の流れ方向位置における実験スペクトルの比較

第 5 図 実験スペクトル (280 ~ 410 nm)

第 7 図 アーベル逆変換前後の実験スペクトルの比較

第 5 図は強度の高い $N_2 2+$ バンドを詳細に示すため、第 4 図の実験スペクトルを波長範囲 280 ~ 410 nm において拡大したものである。この波長範囲では $N_2 2+$ バンドの $\Delta v' = -3 \sim +3$ までの各バンドヘッドが現れ、特に (1, 0) および (0, 0) バンドは強度が高いことがわかる。また、長波長側では $N_2^+ 1-$ バンドが観測されているがその強度は低い。アーク放電型プラズマジェットの実験スペクトルでは高い強度を持つ $N_2^+ 1-$ バンドや連続スペクトルなどが重畳するが、マイクロ波放電プラズマでは $N_2 2+$ バンドが広い波長範囲にわたって支配的であり、このバンドの形状を明瞭に把握することができる。

第 6 図は発光強度の高い領域にある中心軸上、 $z = 21, 26, 31$ mm の位置における 3 点の実験スペクトルを比較したもので、 $N_2 2+ (1, 0)$ バンドのバンドヘッド強度で規格化してある。この図から発光強度の高い領域では流れ方向の位置によらず実験スペクトルの形状はほとんど同じであることがわかる。また、上記の 3 点の位置において径方向のスペクトル形状を相互比較したが、その結果も第 6 図とほぼ同じであった。これらより、発光強度の高い領域では振動温度も回転温度も位置による変化はほとんど無いと推

測できる。さらに、これを確認するため視線方向の積分強度である実験スペクトルをアーベル逆変換し、真の空間的放射強度分布を求めた⁵⁾。

第 7 図は $z = 21$ mm の位置における実験スペクトルをアーベル逆変換し、アーベル逆変換前後の実験スペクトルを比較したものである。アーベル逆変換では、280 ~ 400 nm の波長範囲を 0.03 nm ごとに刻み (すなわち全刻み数は 4,000 個)、各刻み位置で視線方向の見かけの半径方向強度分布を観測し、それをアーベル逆変換することにより各波長刻み位置における真の半径方向強度分布を得た。こうして得られた 4,000 波長位置における真の半径方向強度分布を用い、同じ半径位置における 4,000 個の強度データを波長順に並べることによって、その半径位置における真のスペクトル分布を得た。図中の分布は $r = 0$ mm におけるアーベル逆変換前後のスペクトル分布の比較であり、 $N_2 2+ (0, 0)$ バンドのバンドヘッド強度で規格化している。図よりアーベル逆変換前後でスペクトルの形状はほぼ同じであることがわかる。これは実験から得られたスペクトル分布は径方向位置によらず、真の強度分布とほぼ等しいことを意味している。そこで本研究では実験スペクトルをそのまま使い、スベ

第8図 実験スペクトルと平衡放射理論に基づく理論スペクトルの比較

第9図 実験スペクトルと2種類の異なる回転温度で計算した理論スペクトルの比較

クトルマッチング法による振動と回転温度の推定を行った。

4. 温度推定

第8図は中心軸上、 $z = 21$ mm の位置における実験スペクトルと理論スペクトルを波長範囲 360 ~ 385 nm において比較したものである。理論スペクトルは $N_2^+ 2+$ と $N_2^+ 1-$ バンドを考慮し、計算は平衡放射理論に基づいて行った。 $N_2^+ 2+$ (0, 2), (1, 3) バンドのバンドヘッドの強度比から振動温度 T_v を求めると $5,800 \pm 500$ K であり、(0, 2) と (1, 3) バンドのバンド形状から回転温度 T_r を求めると $1,200 \pm 200$ K と推定した。振動と回転温度が異なることから、マイクロ波放電プラズマは強い熱的非平衡状態にある。図から (0, 2) と (1, 3) バンドに対しては、実験スペクトルと理論スペクトルの一致性は極めて良好であることがわかる。しかし、上記の T_v と T_r を用いて理論スペクトルを計算すると、高振動準位 ($v' \geq 2$: v' は上部振動準位) から発生するバンドの強度分布は実験と一致しない。図では、バンド形状から回転温度を検討する目的で、高振動準位を持つバンドに対応する理論スペクトルのピーク強度を調整し、実験スペクトルのピーク強度と一致させた。明らかに (0, 2) と (1, 3) バンドに対する良好な一致性とは異なり、これら高振動準位を持つバンドの強度分布は実験強度よりかなり高いことがわかる。これは高振動準位に対しては、理論スペクトルは高過ぎる回転温度で計算されたことを意味している。

第9図は 1,200 K と 800 K の2種類の回転温度で計算した理論スペクトルと実験スペクトルを波長範囲 290 ~ 320 nm において比較したものである。振動温度は (0, 2) と (1, 3) バンドの強度比から、どちらの回転温度を用いた場合でも 5,800 K と推定できた。回転温度 1,200 K の理論スペクトルの強度は、第8図と同様に、高振動準位を持つバンドにおいて実験スペクトルより高くなっている。一方、高振動準位を持つ (2, 1) と (3, 2) バンドなどで実験と理論スペクトルが一致するように設定した回転温度 800 K では、図から良好な一致性が確認できる。しかし、図示していないが、

長波長側にある低振動準位を持つ (0, 2) バンドなどでは理論スペクトルの強度が実験スペクトルより低下する。これらの事実は、低振動準位と高振動準位に対して回転温度が異なることを示唆している。

アーク放電型プラズマジェットの分光測定においても、筆者らはこれまでに $N_2^+ 2+$ バンド $\Delta v' = +2$ シリーズで、特に $v' = 4$ を持つバンドが特異な強度分布をしていることを示した。これに対して、このバンドを形成する $N_2^+ C$ 状態の前期解離と非ボルツマン回転粒子数分布の二つの効果を考慮することにより、実験スペクトルと十分な精度で一致する理論スペクトルを構築することができた⁴⁾。このことから、上述した低振動準位と高振動準位で回転温度が異なる現象は、プラズマジェットの特異な強度分布の発生と同じ原因であると考えられる。そこで、二つの効果を理論スペクトル計算に考慮し、さらに $N_2^+ 2+$ バンドの放射特性について検討を行った。

5. 前期解離と非ボルツマン回転粒子数分布を考慮した $N_2^+ 2+$ バンドの放射特性

5.1 前期解離のみを考慮した $N_2^+ 2+$ バンドの放射特性
第10図は実験スペクトルと前期解離の考慮の有無による理論スペクトルを比較したものであり、理論スペクトルは振動温度 5,800 K、回転温度 1,200 K で計算した。前期解離を考慮した理論スペクトルは高振動準位から発生するバンド、特に $v' = 4$ から発生するバンドで強度が大きく低下し、実験スペクトルの急激な強度低下を再現できるようになった。これは図に示されていない $v' = 4$ から発生するすべてのバンドに言えることである。しかし、他の高振動準位 ($v' = 2, 3$) から発生するバンドでは依然として一致性は十分改善されていない。

本実験のような低圧条件の下では粒子間の衝突頻度が小さく、遷移速度が遅いため、回転準位上の粒子数分布は非ボルツマン性を有すると考えられる。そこで、 $N_2^+ 2+$ バンドを発生させる $N_2^+ C$ 状態において回転準位上の粒子数分布の解析を行った。

第10図 実験スペクトルと平衡放射理論に基づく理論スペクトルおよび前期解離を考慮した理論スペクトルの比較

5.2 回転粒子数分布解析 任意の振動準位に属する回転準位上の粒子数分布を解析するためには、粒子数の保存方程式であるマスター方程式を解く必要がある。解析に用いたマスター方程式は次式で表され、本論では N_2 分子の C 状態に適用した。

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} = & \sum_{j=0}^{J_{\max}} K(j, i) n_j + K(c, i) n_{SD} - \sum_{j=0}^{J_{\max}} K(i, j) n_i \\ & - K(i, c) n_i - A(i, J) n_i + K_e(i+2, i) n_e n_{i+2} \\ & + K_e(i-2, i) n_e n_{i-2} - K_e(i, i+2) n_e n_i \\ & - K_e(i, i-2) n_e n_i \end{aligned} \quad (1)$$

この式は単位時間、単位体積当たりの回転準位 i にある粒子数の変化を表したもので、右辺第1項から第4項までは重粒子間の衝突遷移、第5項は放射遷移、第6項から第9項までは電子衝突遷移による i 準位の粒子数の時間変化を表す。ここで、 $J_{\max}$ は最大回転量子数、 n_i , n_j は回転準位 i , j における分子の数密度、 n_S , n_D は S および D 状態にある原子の数密度、 n_e は電子密度である。本研究では、 n_{SD} は N_2 C 状態と窒素原子の S および D 状態との間の質量作用の法則から求め、 n_e は Saha 平衡の式から求めた。また、重粒子間の衝突による遷移速度係数 $K(i, j)$ は単純衝突理論より導いた近似式を用いた⁶⁾。解離速度係数 $K(i, c)$ は、簡化のため、最大回転量子数を越える仮想準位への遷移速度係数の総和として求め、 j 準位から i 準位への遷移速度係数 $K(j, i)$ および再結合速度係数 $K(c, i)$ はそれぞれ詳細釣り合いの原理より求めた。また、放射遷移には N_2 分子の C 状態から B 状態への P 枝と R 枝を考慮した。一方、電子衝突遷移による遷移速度係数には、速度の遅い電子が回転励起に寄与するとして求めた Gerjuoy ら⁷⁾ の励起断面積を用い、単純衝突理論を基に筆者らが求めた式⁸⁾を用いた。ここで電子衝突による遷移は選択則により $\Delta i = \pm 2$ の遷移だけが許される。また、電子衝突遷移では回転準位間の遷移のみを考慮した。定常状態を仮定できるプラズマにおいては、マスター方程式の左辺の微分項 dn_i/dt を 0 と

第11図 各振動準位上の回転粒子数分布

第12図 実験スペクトルと前期解離および非ボルツマン回転粒子数分布を考慮した理論スペクトルの比較

し、 $(J_{\max} + 1) \times (J_{\max} + 1)$ の行列式を解くことで回転粒子数分布を求めることができる。この時、 $J_{\max}$ の計算において、C 状態における前期解離の影響を考慮した。

第11図は圧力を 317 Pa の実験条件に合わせ、並進温度を 5,000 K として求めた各振動準位上の回転粒子数分布の一例である。横軸は回転エネルギー、縦軸は単位重率当たりの粒子数である。破線は 5,000 K の回転温度に対する各振動準位上のボルツマン分布である。マスター方程式より求めた粒子数分布は高い回転準位ほど粒子数が相対的に減少した非ボルツマン分布となっている。これは、本条件のような低圧力の下では放射遷移の影響が強くなること、高回転準位ほど優先的に解離が行われることなどが原因である。また、本解析により電子衝突遷移の影響はほとんどないことを確認した。しかし、マイクロ波放電プラズマは誘導加熱より生成されるため、電子密度が平衡値より高い可能性がある。そこで、 n_e を例えば 100 倍にして計算したが、粒子数分布の結果はほとんど変わらなかった。

5.3 非ボルツマン回転粒子数分布の影響 第12図は実験スペクトルと前期解離および非ボルツマン回転粒子数分布の二つの効果を考慮した理論スペクトルを 360 ~ 385 nm

の波長範囲で比較したものである．非ボルツマン回転粒子数分布を考慮した理論スペクトルを用いて低振動準位から発生する (0, 2) と (1, 3) バンドで温度推定を行うと、振動温度は 3,150 K、回転温度は 5,000 K と推定できた．しかし、高振動準位から発生する (2, 4) と (3, 5) バンドでは理論スペクトルの強度が実験より高く、非ボルツマン回転粒子数分布を用いても一致性は改善できなかった．平衡放射理論の場合、振動温度は 5,800 K、回転温度は 1,200 K であることから、非ボルツマン回転粒子数分布を考慮することにより、温度の推定結果は大きく変わることがわかった．また、非ボルツマン回転粒子数分布の考慮により、回転温度と振動温度の温度差は平衡放射理論を用いた場合より小さくなり、非平衡性の度合いが小さくなることがわかった．

第 13 図は振動温度を 3,400 K、回転温度を 2,000 K とし、二つの効果を考慮した理論スペクトルと実験スペクトルを比較したものである．振動温度は (0, 2) と (1, 3) バンドのバンドヘッドの強度比から求めた．設定した回転温度 2,000 K は、高振動準位を持つ (2, 1) と (3, 2) バンドなどで実験と理論スペクトルが良好に一致する温度である．しかし、低振動準位から発生する (1, 0) バンドでは依然として理論スペクトルは実験より強度の低いことがわかる．第 12 図と第 13 図から、非ボルツマン回転粒子数分布を理論スペクトル計算に考慮しても、従来の平衡放射理論を考慮した場合と同様に、一つの回転温度では実験スペクトルを再現することができず、低振動準位と高振動準位で回転温度が異なることがわかった．

第 1 表に平衡放射理論と非ボルツマン回転粒子数分布の二つの回転粒子数分布の理論モデルから推定された振動と回転温度を示す．これまでに述べたように温度は回転粒子

数分布の理論モデルの違いによって異なり、また、回転温度は高振動準位と低振動準位で異なる．この表より、非ボルツマン回転粒子数分布を用いると平衡放射理論より回転温度が高くなり、また、平衡放射理論を用いた場合、振動温度は高く見積もられることがわかる．マスター方程式中の $n_S n_D$ は平衡を仮定して算出しているため、粒子数分布の計算には大きな不確実性があると考えられる．そのため、どの温度の組み合わせが真の温度であるかを確定することは現時点では難しいこと、またスペクトルマッチング法で温度決定をするときには注意が必要であることがわかった．

6. 振動非平衡性の検討

第 14 図は実験スペクトルと平衡放射理論に基づく理論スペクトルを比較したもので、理論スペクトルは振動温度を 5,800 K、回転温度を 1,200 K として計算した．この図では、回転温度を検討した際に行った高振動準位を持つバンドのピーク強度の調整は行っていない．(0, 2) と (1, 3) バンドでは実験スペクトルと良好に一致しているが、高振動準位から発生するバンドヘッド強度が実験スペクトルの強度よりかなり低いことがわかる．これはマイクロ波放電プラズマが振動非平衡状態にあることを示唆している．そこで、理論スペクトルの強度計算式を基に、実験スペクトルのバンドヘッド強度から上部振動準位上の粒子数分布を求めた．

第 15 図は $\Delta v' = -2$ と $+1$ のバンドシリーズから求めた振動粒子数分布である．実線は 5,800 K の振動温度に対するボルツマン分布である．横軸は振動エネルギー、縦軸は規格化した粒子数であり、プロット点はそれぞれ $v' = 0 \sim 4$ 準位上の粒子数に対応している． $\Delta v' = -2$ のバンドシリーズでは $v' = 0$ のボルツマン分布の粒子数で規格化し、 $\Delta v' = +1$ のバンドシリーズでは $v' = 1$ のボルツマン分布の粒子数で規格化した．実験スペクトルから求めた振動粒子数分布は $v' = 0, 1$ で 5,800 K のボルツマン分布上にあるが、振動準位が高くなるにつれて相対的に粒子数が増加していることがわかる．例えば、 $v' = 1, 2$ の粒子数分布

第 13 図 実験スペクトルと前期解離および非ボルツマン回転粒子数分布を考慮した理論スペクトルの比較

第 1 表 回転粒子数分布の理論モデルの違いによる温度推定結果

	Equilibrium radiation theory		Non-Boltzmann rotational population distribution	
	$v' = 0, 1$	$v' = 2, 3$	$v' = 0, 1$	$v' = 2, 3$
T_r [K]	1,200	800	5,000	2,000
T_v [K]	5,800	5,800	3,150	3,400

第 14 図 実験スペクトルと平衡放射理論に基づく理論スペクトルの比較

第 15 図 振動粒子数分布

の傾きからは振動温度はおよそ 12,000 K となる。しかし、 $v' = 2, 3, 4$ では粒子数の逆転現象がみられ、温度推定ができない。今後、振動準位上の粒子数分布解析を行い、理論スペクトル計算に考慮することで、 N_2 2+バンドの放射特性について詳細な検討を行う予定である。さらには、振動準位と回転準位間の遷移を同時に考慮した粒子数分布解析のモデルの構築を行い、より詳細な検討を行う予定である。

7. 結 論

マイクロ波放電により発生させた低圧窒素プラズマの分光測定を行い、その放射と温度特性について検討を行った。波長範囲 280 ~ 410 nm で明瞭に観測された N_2 2+バンドではアーク放電型プラズマジェットと同様の特異な強度分布が得られた。そこで、前期解離と非ボルツマン回転粒子数分布を理論スペクトル計算に考慮し、 N_2 2+バンドの放射特性について検討した。また、実験スペクトルのバンドヘッド強度から振動準位上の粒子数分布を推定し、マイクロ波放電プラズマの振動非平衡性について調べた。主な結論を以下に示す。

1) 本実験条件では、 N_2 2+バンドが支配的に観測された。 $N_2^+ 1-$ 、 N_2 1+バンドなどの強度は極めて弱く、原子線や連続スペクトルはほとんど観測されなかった。

2) 中心軸近傍の発光強度の高い領域では、 N_2 2+バンドの形状は流れ方向、半径方向とも位置による変化がほとんどなく、温度分布が一様である。

3) 振動温度と回転温度は回転粒子数分布の理論モデルの違いにより異なる。

4) 回転粒子数分布の理論モデルの違いによらず、回転温度は低振動準位と高振動準位で異なる。

5) 非ボルツマン回転粒子数分布を考慮することで、推定した振動温度と回転温度の温度差は平衡放射理論を考慮した場合より小さくなった。

6) 本プラズマは高振動準位で粒子数が相対的に増加する強い振動非平衡状態にある。

参 考 文 献

- 1) Park, C. S., Newfield, M. E., Fletcher, D. G. and Gökçen, T.: Spectroscopic Measurements of the Flows in an Arc-jet Facility, AIAA Paper 98-0893, 1998.
- 2) Sharma, S. P. and Gillespie, W.: Nonequilibrium and Equilibrium Shock Front Radiation Measurements, AIAA Paper 90-0139, 1990.
- 3) 久保田聖, 船津賢人, 白井紘行, 高草木文雄: $N_2^+ 1-$ バンドを用いた空気マイクロプラズマジェットの温度計測, 日本機械学会論文集 B 編, **72** (2006), pp. 1806-1812.
- 4) 澁澤健二, 船津賢人, 白井紘行, 久保田聖: 高温プラズマにおける N_2 2+バンドの放射特性 (前期解離と非ボルツマン回転粒子数分布を用いた解析), 日本機械学会論文集 B 編, **71** (2005), pp. 1107-1112.
- 5) 矢尾板昭: Abel 変換の数値計算法, 電子技術総合研究所, 第 172 号, 1971, pp. 1-50.
- 6) 澁澤健二, 船津賢人, 白井紘行, 久保田聖: 非ボルツマン回転粒子数分布を考慮した N_2 2+バンドの放射特性 (単純衝突理論によるモデリングと放射遷移の影響), 日本機械学会論文集 B 編, **71** (2005), pp. 2657-2662.
- 7) Gerjuoy, E. and Stein, S.: Rotational Excitation by Slow Electrons, Phys. Rev., **97** (1955), pp. 1671-1679.
- 8) 澁澤健二, 船津賢人, 白井紘行: 回転粒子数分布解析における電子衝突遷移の影響, 平成 16 年度衝撃波シンポジウム講演論文集, 2005, pp. 65-68.