

# 岐点プラズマ流の分光測定

西田迪雄\*・木村 彰\*\*

(1982年1月6日受理)

## Spectroscopic Measurements of a Plasma Flow on a Stagnation Streamline

By

Michio NISHIDA・Akira KIMURA

**Abstract:** The behaviour of excited argon atoms was experimentally investigated concerning "dark space" formed ahead of a blunt body which is placed in a supersonic, partially ionized plasma flow. Population densities of states  $5p[5/2]$  and  $5p[3/2]$  were obtained from absolute intensity measurements on the spectral lines ArI 4300 and 4159. The experimental result shows that reduction in the population density occurs in the region of the elevated electron temperature.

### 概 要

超音速アルゴン・プラズマ流に置かれた鈍頭物体の離脱衝撃波前方に生じる“ダーク・スペース”を解明するため、岐点流線に沿って分光測定をおこない、電子励起原子の挙動を調べた。電子励起状態  $5p[5/2]$  および  $5p[3/2]$  の占有密度をスペクトル線 ArI 4300 および 4159 の絶対強度測定より決定した。これらの占有密度が、衝撃波前方における電子温度の上昇領域で、減少し、ダーク・スペースが形成されていることが確認された。

### 1. 緒 言

電離気体の超音速流中に置かれた鈍頭物体の離脱衝撃波の上流側にプラズマの輻射発光強度が弱くなる領域が存在することが知られており、これをダーク・スペースとよんでい

---

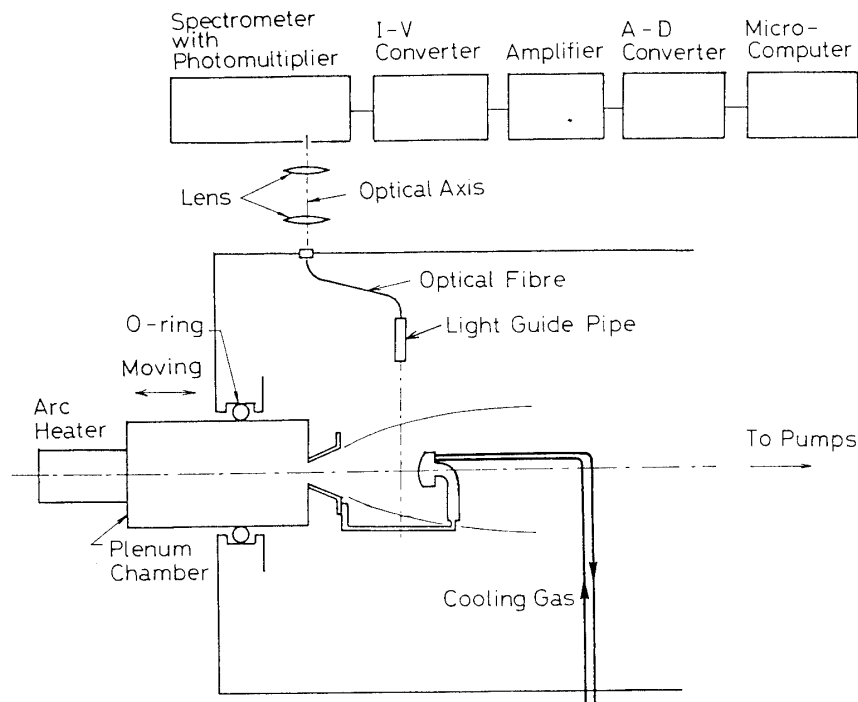
\* 京都大学工学部航空工学教室

\*\* 在日フランス大使館科学部

る。参考文献1では、このダーク・スペースについて、つぎのような説明がおこなわれている。——離脱衝撃波の上流側に、電子温度が上昇する電子熱層が存在する。これは電子の熱伝導率が大きく、衝撃波下流側からの熱伝導に起因するものである。衝撃波の上流側では、電子密度は一定であるので、電子温度の上昇は再結合速度を減少させることになる。プラズマの輻射発光は再結合輻射によるものであるから、電子温度の上昇領域でダーク・スペースが観測される。——しかし、プラズマの輻射光は、電子励起準位間の輻射失活により生じるものであるので、輻射を放つ原子、すなわち電子励起原子の密度（占有密度）を分光測定により決定し、一方電子温度、電子密度の測定値を用いて占有密度を計算し、実験と計算の結果を比較することにより、ダーク・スペースと電子温度の関係を論じなければならない。ダーク・スペースは可視光によるものであるから、可視領域の波長をもつ輻射光を調べる必要がある。通常アルゴン・プラズマでは、可視領域の輻射光のうちで、輻射失活  $5p \rightarrow 4s$  および  $4p \rightarrow 4s$  (準位については第2図参照) に起因するスペクトル線が強い強度をもっている。ここでは輻射遷移  $5p \rightarrow 4s$  による2本のスペクトル線の絶対強度を測定し、これより  $5p[5/2]$  状態と  $5p[3/2]$  状態の占有密度をもとめた。測定は超音速プラズマ流中の鈍頭物体の岐点流線に沿っておこなわれた。

## 2. 実 験

実験はアーク加熱型低密度風洞でおこなわれた。測定系を第1図に示す。実験条件は、アルゴン流量=0.11 g/s、岐点圧力=1.8 kPa、測定室圧力=10 Pa、岐点温度=3400 K であ



第1図 実験装置および測定系

る。鈍頭物体（先端部半径4 cm）をノズル出口より8 cm 下流の一様流中に置き、物体を風洞から電氣的に絶縁し、物体の電位を浮遊電位とした。また物体を窒素ガスで冷却することにより、その壁温度を実験中 $407 \pm 5\text{K}$ に保った。図に示すように、物体はノズルに結合されているので、プレナム・チェンバーを移動させることにより、ノズル出口と物体との間の任意の位置で光学測定ができるようにした。

プラズマの輻射強度の半径方向分布の測定のため、光学ファイバーを用いた。プラズマからの輻射光はライト・ガイド管（断面 $2.5\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$ ）内のレンズおよびスリットにより、平行光線のみを光学ファイバーの端面に焦点を結ばせるようにした。また光学ファイバーの他端からの光は、風洞の外の2個のレンズにより、分光器の入射スリット上に集光させられ、分光される。スペクトル線の強度は光電子増倍管で電流に変換される。この電流はICを組みこんだ電流・電圧変換器を通して電圧に変換され、さらにA-D変換器を通してマイクロ・コンピュータに送られ、簡単な演算処理をした後、カセット・テープに記録される。光学ファイバーをプラズマ・ジェットの半径方向に移動させ、輻射強度の半径方向分布を測定し、このデータをカセット・テープに記録した後、大型コンピュータでアーベル逆変換法により、プラズマ・ジェットの中心線上の真の占有密度を決定した。

ここで用いたアルゴン原子のスペクトル線はArI 4300 および4159である。スペクトル線4300の測定より $5p[5/2]$ 状態の占有密度を、4159より $5p[3/2]$ 状態の占有密度を決定した。

またプラズマ・ジェットの中心線に沿って静電探針測定をおこなった。測定データはマイクロ・コンピュータを通してカセット・テープに記録された後、大型コンピュータで演算処理がおこなわれた。測定した電子温度、電子密度を用いて衝突遷移確率を計算し、占有密度を理論的に決定した。

### 3. 占有密度の計算

$5p$ 準位の占有密度を計算するため第2図に示すアルゴンの電子励起準位モデルを用いた。本実験の条件下では $4p$ 準位以上の準位の緩和時間( $< 10^{-8}\text{ s}$ )は、流れの特性時間( $\sim 10^{-5}\text{ s}$ )より十分短いので、 $4p$ 準位( $j=3$ )より $9s$ 準位( $j=20$ )までの準位に対して

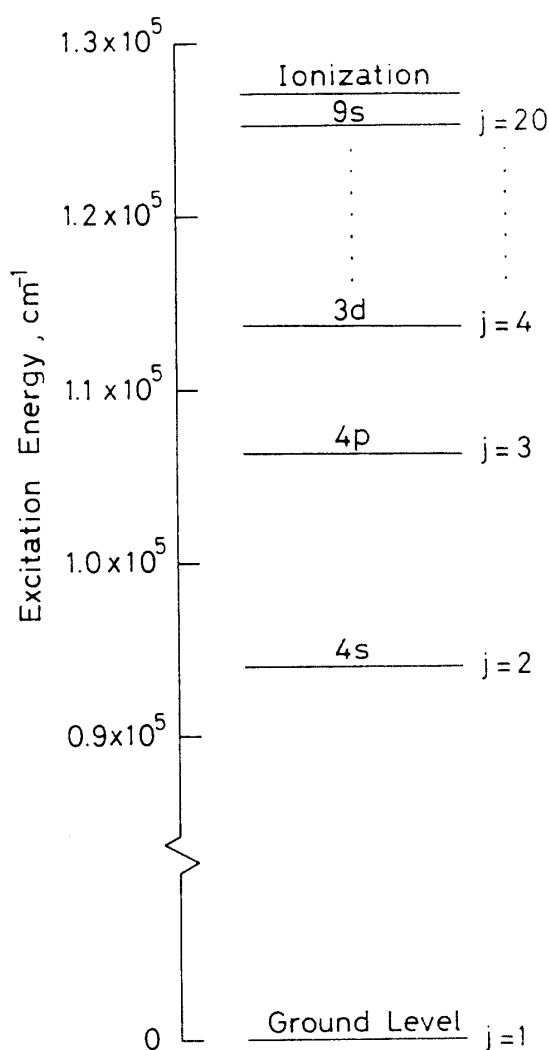
$$\dot{n}(j)=0, \quad j=3,4,\dots,20 \quad (1)$$

が成り立つ。ただし、 $\dot{n}(j)$ は $j$ 準位の占有密度の正味の生成速度である。 $7f$ 準位( $j=21$ )以上の準位は自由電子と平衡にあると考え、その準位の占有密度はサハ平衡式よりもとめられた。一方、 $4s$ 準位( $j=2$ )の緩和時間は $10^{-6} \sim 10^{-4}\text{ s}$ であるので、この準位の占有密度は

$$nu \frac{d}{dy}[\alpha(2)] = \dot{n}(2) \quad (2)$$

より計算される。ここで $\alpha(2) = n(2)/n$ 、 $n(2)$ は $4s$ 準位( $j=2$ )の占有密度、 $n$ は総密度、 $\dot{n}(2)$ は $4s$ 準位の占有密度の正味の生成速度、 $u$ は速度、 $y$ は岐点流線に沿う距離である。

$j$ 準位の占有密度の正味の生成速度は、衝突励起・失活、衝突電離・再結合、輻射失活および輻射再結合による寄与を考えると、



第2図 アルゴン原子の励起準位モデル

$$\begin{aligned}
 \dot{n}(j) = & \sum_{s=1}^{\infty} [Q(s,j)n_en(s) - Q(j,s)n_en(j)] + Q_R(\infty,j)n_e^2 \\
 & - Q_I(j,\infty)n_en(j) + \sum_{s=j+1}^{\infty} \beta(s,j)A(s,j)n(s) \\
 & - \sum_{s=1}^{j-1} \beta(j,s)A(j,s)n(j) + \beta(\infty,j)A(\infty,j)n_e^2
 \end{aligned} \quad (3)$$

と書ける。ただし、 $n(j)$  は  $j$  準位の占有密度、 $Q(s,j)$  は電子衝突遷移  $s \rightarrow j$  の速度常数、 $Q_R(\infty,j)$  は衝突再結合速度常数、 $Q_I(j,\infty)$  は衝突電離速度常数、 $A(s,j)$  は  $s \rightarrow j$  に対する輻射遷移確率、 $A(\infty,j)$  は輻射再結合速度常数、 $\beta(j,s)$  は輻射損失係数である。衝突遷移速度常数は、Drawin の速度常数 [2] に、アルゴン原子の電子励起モデルに対して計算した係数 [3] を乗じることによってもとめられた。第一近似として、基底準位への輻射失活に

起因するすべての輻射に対して、プラズマは光学的に厚いと考えた。しかし、それ以外の輻射に対してプラズマは光学的に薄いとされた。

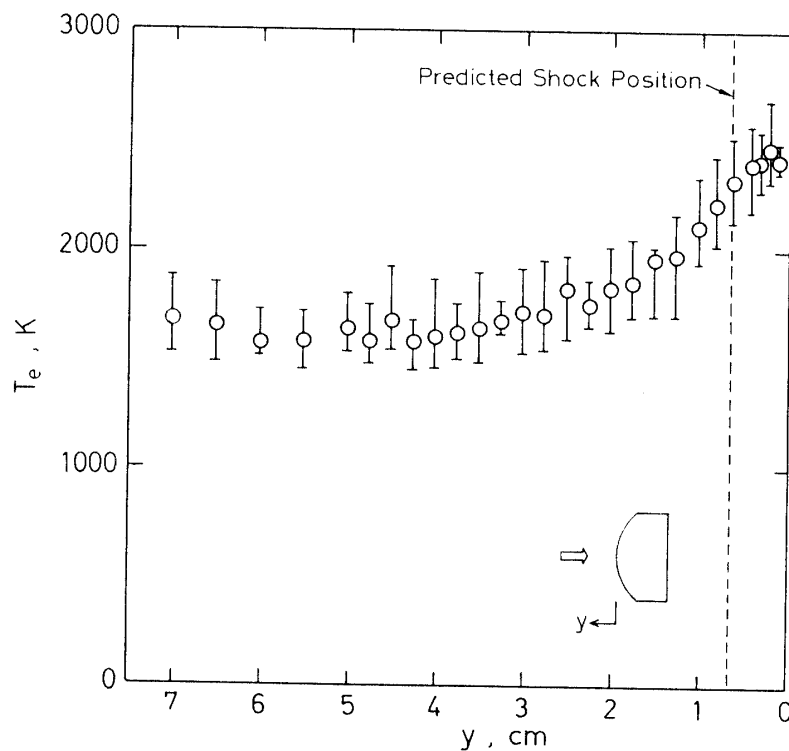
(1), (2) 式を解くことにより各準位の占有密度がもとめられる。ここで(2)式の $u_n$ に対しては、ピトー圧測定より得られたマッハ数分布と岐点条件より計算された値を用いた。

#### 4. 結 果

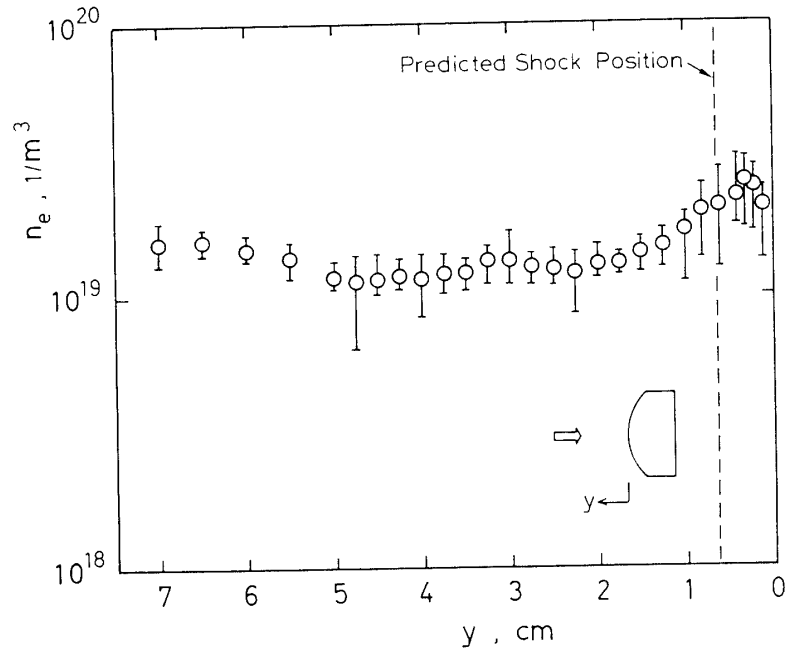
第3, 4図に静電探針測定より得られた電子温度, 電子密度の軸方向分布を示す。電子温度は $y=7$  cmより3.7 cmまで殆んど変化しない。 $y=3.7$  cmで電子温度は上昇し始め, $y=0.2$  cmで2500 Kに達する。測定した電子温度, 電子密度の分布を用いて衝突遷移確率を計算し, さらに占有密度の計算に, この遷移確率を用いた。

第5図に $5p[5/2]$ 状態および $5p[3/2]$ 状態の占有密度の測定結果を示す。 $5p[5/2]$ 状態の占有密度は $5p[3/2]$ 状態の占有密度より高い値を示している。これは前者の状態が後者の状態より低いエネルギー状態にあるためである。両状態の占有密度は, $y=7$  cmより $y=3$  cmまで減少し, さらに $y=3$  cmより $y=1.5$  cmの領域では, その減少の勾配が大きくなっている。この領域がダーク・スペースである。電子温度は, この領域で上昇しているが, 電子密度はほとんど変化しないことが, 第3, 4図よりわかる。

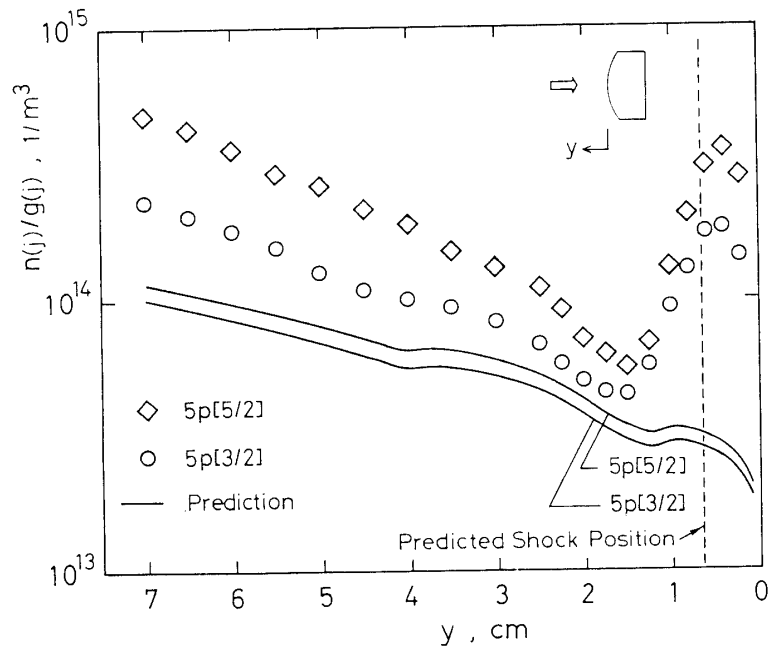
第5図には, また, 計算結果を示している。計算では(2)式を解くとき境界条件が必



第3図 電子温度分布



第4図 電子密度分布



第5図 占有密度分布

要である。 $y=7\text{ cm}$ における4s準位の占有密度は決定できないので、 $n(2)=10^{16}$ ,  $10^{17}$ ,  $10^{18}\text{ 1/m}^3$ の仮定した各境界条件に対して計算をおこなった。しかし得られた結果では、5p準位の占有密度に対して、3境界条件の違いの影響は現れなかった。すなわち、本実験の条件下では、4s準位の占有密度は、5p準位の占有密度に何ら影響を与えないといえる。さて計算結果は、 $y=7\text{ cm}$ より衝撃波に向って減少するが、 $y=3\text{ cm}$ 附近よりその減少の勾配が大きくなり、 $y=1.3\text{ cm}$ 附近で少し上昇する。 $y=3\text{ cm}$ と $1.3\text{ cm}$ の間で勾配が大きくなるのは電子温度の上昇によるものである。 $y=7\text{ cm}$ より $1.3\text{ cm}$ 附近までの減少の傾向は、実験結果と一致している。特に、 $y=3\text{ cm}$ と $1.5\text{ cm}$ の間で占有密度の減少の勾配が大きくなっている結果が、実験と計算の両方に現れている。この比較より5p準位の占有密度が衝撃波の前方で減少し、輻射失活が抑えられるためダーク・スペースが生じることがわかる。その原因は電子温度が上昇し、5p準位の占有密度を減少させるためである。計算結果では衝撃波を横切っても占有密度の増加は非常に小さい。この結果は実験結果から大きく離れている。目下これに対する十分な説明はできないが、探針測定から得られた電子温度が過大評価されていることが一つの原因として考えられる。

ダーク・スペースの発生すなわち電子励起準位にある原子の数密度が減少する機構として、つぎのように考えられる。先ず、電子の高い熱伝導率のため、衝撃波の前方で電子温度が上昇する。この上昇により自由電子とサハ平衡にある上方の準位の占有密度が減少する。この減少が下方の準位へ伝播し、その結果、輻射失活が衰えてプラズマからの輻射強度が弱まりダーク・スペースが観測される。それ故、ダーク・スペースは電子励起準位からの輻射失活に起因するものであり、回転および振動励起準位からの失活による輻射はダーク・スペースを生じさせない。

### 参 考 文 献

- [1] M. S. Grewal and L. Talbot, J. Fluid Mech. Vol. 16, pp. 573 - 594 (1963).
- [2] H. W. Drawin, EUR - CEA - FC - 383, Association Euratom - C. E. A. Fontenay - aux - Roses, France, 1967.
- [3] A. Kimura, M. Nishida and P. Valentin, Journal de Physique (投稿中).