UDC 533.9...12: 546.36
535.215.9

論 文

50-A 37

共鳴光照射によるセシウムプラズマの 密度分布の制御

愛知工業大学 山 田 諄
名古屋大学 奥 田 孝 美

1. ま え が き

セシウムは単体原子としては最低の電離電圧を持っており、比較的簡単に高密度で導電率の高いプラズマや励起発光効率の良いプラズマを作ることができる。このため、工学的応用の途も広い。例えば、MHD 発電、光源用放電管、熱電子変換器、プラズマ推進に用いられ、また波動現象の研究のためのテストプラズマとしても多く使われている。MHD 発電などにおいてはプラズマの半径方向密度分布が方形に近いほうが発電効率の点から望ましいし、基礎実験に使われるプラズマソースとしては密度分布を自由に制御できることは多くの点で有益である。

従来、プラズマを発生させるのに本質的に二つの方法により作られている。すなわち、電界により電子を加速して電子との衝突電離を用いる放電プラズマ、および熱電離を用いる熱プラズマの二つである。しかし最近、セシウム金属蒸気に外部から共鳴光を照射してセシウム中性原子を励起させ、この励起原子が衝突過程を介して電離を行なう従来とは全く異なる方法によりプラズマが作られた⁽¹⁾。光による直接電離はその断面積が小さく ($Q_{PA} \approx 10^{-19} \text{cm}^2$)、レーザを除けば強力な光源がないため、一般には光の照射により作られたプラズマは利用されていない。しかし、ここでは光の吸収に共鳴を利用しているので吸収効率が良く、比較的簡単に 10^{12}cm^{-3} 程度のプラズマを作ることができ

る⁽²⁾。

このようなプラズマは、普通の放電管中におけるプラズマとは異なる種々の性質を示すことが明らかになった。すなわち、共鳴光の吸収により作られるプラズマは、エネルギーが励起原子を通して与えられるので普通の放電管中に比べ励起原子密度が高く、励起原子間の衝突によりセシウムの分子状イオンが発生する⁽³⁾。また共鳴光の照射を止めた後のプラズマの減衰の時定数より、荷電粒子の損失として解離再結合が寄与している。従って分子状イオンが支配的である⁽⁴⁾。更に、このようなプラズマの半径方向密度分布は中心に極小値を持ち、管壁に向かって単調に増加する分布を示し、電子密度や中性気体の圧力の増加とともに分布は急になる⁽⁵⁾。一方、普通の放電管中におけるプラズマの密度分布は、近似的に零次ベッセル関数で表わされる。すなわち、中心に極大値を持ち管壁に向かって単調に減少する。

そこで我々は、これら二つの異なる分布を持っている放電プラズマと共鳴光電離プラズマとを組合せた実験を行ない、半径方向密度分布をかなり広い範囲にわたって変化させることができるプラズマを得た。またその分布は放電によって作られるプラズマと光の照射により作られるプラズマの分布の各々の理論値を単に加え合せることにより近似的に表わされることが明らかになった。

本論文では、最初に共鳴光電離プラズマの発生とその性質について述べ、次に放電プラズマに共鳴光を照射して得られるプラズマの密度分布について詳しく記述する。

Density Profile of a Cesium Plasma Controlled by Irradiation of Resonance Light. By J. YAMADA, Member (Aichi Institute of Technology) & T. OKUDA, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

山田 諄: 正員, 愛知工業大学電子工学科
奥田孝美: 正員, 名古屋大学工学部電子工学科

2. 実験装置

セシウム金属蒸気に外部から共鳴光を照射することによりプラズマが発生することを確かめるために使用した放電管の概略図は第1図に示されており、二つの独立な部分から成っている。外側は中空円筒状のセシウム放電管で、熱陰極と中空円筒陽極を持っており、光源として用いられる光源用放電部である。内側はセシウム金属蒸気で満たされており、光源用放電部からの光を吸収して、この中で共鳴光電離プラズマが作られる電離部であり、発生したプラズマの温度や密度を測るための複探極のみを持っている。探極は0.8mmφのタングステン製の平面探極である。

第2図は、放電と共鳴光照射との組合せにより得られるプラズマの密度分布を測定するために用いられた放電管の概略図を示す。電離部は放電のための熱陰極と円板陽極を持っており、密度分布を測定するため管軸から異なる距離に三本の探極がそう入されている。照射する光の強度を強くするため、光源用放電部はスパイラル状の熱陰極セシウム放電管を用いた。光源用放電部には、最大パルス電圧 1kV、パルス幅 500μs の LC 遅延回路から成るパルス電源からのパルス電圧が加えられる。そのとき、放電開始を容易にするためあらかじめ直流定常放電をつけておく。

第1図 共鳴光電離プラズマの発生のために用いた放電管

Fig. 1. Discharge tube for photo-resonant plasma.

第2図 密度分布測定のために用いた放電管

Fig. 2. Discharge tube for measurement of radial density profile.

放電管全体を電気炉の中に入れ、温度を調整して放電管のセシウム蒸気圧を制御している。電離部と光源用放電部は、簡単のため同じセシウム圧力で動作している。光源用放電部で発生した光の散逸を防ぎ、効率良く光を吸収させ電離を行なうために、放電管全体を光の反射鏡で囲むと良いが、ここでは簡単のためアルミホイルで包んでいる。光の照射により電離部で発生するプラズマの電子密度は、アルミホイルで包まないときの約3倍に増加した。

実験は、次の三つの場合について行なう。

(1) 電離部に放電を付けずに、放電部に 0.5~100 A のパルス放電を付け、光の照射のみを行なう。

(2) 電離部に 10~100 mA の直流定常放電を付け、放電部には放電を付けずに。

(3) 電離部に直流定常放電を付けておき、放電部にパルス放電を付けて放電と光の照射を組合せる。

これらの各場合における電離部で発生するプラズマの電子密度とその半径方向分布を測定する。

3. 共鳴光電離プラズマの発生

セシウム中性気体に外部から共鳴光を照射すると、セシウム中性原子は光を吸収して基底状態から共鳴単位 $6P_{1/2}, 6P_{3/2}$ へ励起される。この励起原子は、次の衝突過程を介して電離を行ない分子状イオンを発生する。

ここで、 Cs^* , Cs_2^* , Cs_2^+ および e はそれぞれセシウムの励起原子、励起分子、分子状イオンおよび電子を示す。この衝突過程による電離のためにはほとんどエネルギーを必要としないし、その電離の断面積 ($Q \approx 7 \times 10^{-18} \text{cm}^2$) は光による直接電離の断面積に比べ十分大きい。また共鳴光電離プラズマにおいては、励起原子を通して外部からエネルギーが注入されているので、普通の放電プラズマに比べ励起原子密度が大きいため、(1)式の衝突過程を介して発生する分子状イオンが支配的であると考えられる。実際、光源と電離部との間に 5,800 Å 以下の短い波長の光を通さないフィルタをそう入した実験によって、光による直接電離ではなく共鳴光の吸収によりプラズマが作られることが確かめられ、また発生したプラズマのイオンを質量分析することにより分子状イオンが支配的であることがわかって⁽³⁾。

第3図は、中空円筒状放電管(第1図)を用いて電離部に光を照射したときの探極の電圧-電流特性の一例であり、普通の複探極特性を示しており、これより光の照射により電離部で発生したプラズマの密度や温

第 3 図 複探極の電圧-電流特性

Fig. 3. Voltage-current characteristic of double probe.

第 4 図 中空円筒状放電管を用いた共鳴光電離プラズマの電子密度

Fig. 4. Electron densities of photo-resonance plasma using hollow type discharge tube.

度を決めることができる。

第 4 図は、光源として中空円筒状放電管を用いて光を照射したとき、電離部で発生したプラズマの管軸上における電子密度 N_0 の測定結果を、光源用放電部の放電電流 I_d の関数として示したもので、 10^{10} cm^{-3} 程度の密度を持ったプラズマが得られている。

第 5 図は、光源としてスパイラル状放電管(第 2 図)を用いた電離部の管軸上における電子密度の測定結果であり、 10^{12} cm^{-3} 程度の密度を持ったプラズマが得られていることを示している。光源用放電管をスパイラル状にすることにより放電の長さが長くなり、放電管断面積が小さくなり、電流密度が増すので、同じ放電電流に対して放射される光の強度が強くなり、比較的簡単に大きな密度を持った共鳴光電離プラズマが得られる。

第 5 図 スパイラル状放電管を用いた共鳴光電離プラズマの電子密度

Fig. 5. Electron density of photo-resonance plasma using spiral type discharge tube.

第 6 図 共鳴光電離プラズマの電子密度のセシウム蒸気圧依存性

Fig. 6. Dependence of electron density of photo-resonance plasma on cesium vapor pressure.

第 6 図に中空円筒状放電管を用いて電離部で発生したプラズマの電子密度のセシウム中性気体の圧力依存性を示す。第 6 図より、いずれの光源用放電部の放電電流に対しても、ほぼ同じセシウム蒸気圧 $P_{cs} \approx 0.2 \text{ Torr}$ 付近で電子密度が極大値を示している。セシウム中性気体の圧力の増加とともに共鳴光の吸収係数が増加するので、発生するプラズマの密度は増加する。しかし、第 4 章で述べるように電離は管壁の近くの薄い層でのみ起こり、ここから管の内部へ荷電粒子が拡散してゆくことによりプラズマが形成されるので、圧力の増加とともに拡散が抑えられ、電子密度が極大値を示すものと考えられる。

4. 共鳴光電離プラズマの密度分布

セシウムの共鳴線の吸収係数は非常に大きいので

第 7 図 立上り時間

Fig. 7. Rise time.

($k \sim 10^2 \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$), 共鳴光は大部分が管壁近くにあるセシウム中性原子に吸収されてしまい, 放電管の中心まで浸透しない。また, 共鳴光をパルスの照射した後の電離部におけるプラズマの密度が準定常値に達する立上り時間 ($\tau_r \sim 10^{-4} \text{ s}$) は, 共鳴光の吸収によりプラズマが発生する共鳴光電離プラズマの形成時間 ($\tau_c \sim 10^{-7} \text{ s}$) に比べ十分長く, 管壁から中心までの拡散時間にほぼ等しく, 管壁に近い位置ほど立上り時間が短い。このことを明らかにするため, 第 2 章(1)項の場合, すなわち, 光の照射のみを行なった場合の測定を行なう。

第 7 図は放電部にパルス電圧を加えた後の電離部におけるプラズマの立上り時間を, 管壁からの距離の関数として示したものである。○印は管軸から異なる距離に置かれた 3 本の探極により測定した実測値を, 実線は一次元の自由空間での両極性拡散による拡散時間と距離との関係を示す式

$$\tau = (R-r)^2 / 2D \quad \dots\dots\dots (2)$$

によって計算された値を示す。ここで, D は拡散係数, R は放電管の半径, r は管軸からの距離を示す。第 7 図より, プラズマが放電管の内部で同時に発生するのではなく, 管壁近くから放電管の内部に拡散してゆくことによりプラズマが形成される様子がわかる。

そこで我々は, 共鳴光の照射によって作られるプラズマの半径方向密度分布を得るため次のようなモデルを考える。

(1) 共鳴光は管壁から吸収係数の逆数の距離を越えて内部に浸透しない。

(2) 励起原子の寿命 ($\tau_x \sim 10^{-8} \text{ s}$) は, 拡散時間に比べ十分短いので電離は管壁近くのごく薄い層 (その厚さ $1/k$) でのみ起こる。

(3) 荷電粒子は放電管の内部へ拡散してゆき, 内

部では解離再結合が起こっている。

上の仮定をもとに, 放電管の内部においては次の拡散方程式が得られる。

$$D \nabla^2 N_e - \alpha N_e^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで, N_e は電子密度, D は拡散係数, α は再結合係数を示す。放電管の中心における電子密度 N_0 で規格化された無次元密度 $Y = N_e / N_0$ と, 半径 R で規格された無次元距離 $X = r / R$ を用いて (3) 式は次のように変形される。

$$d^2 Y / dX^2 + (1/X) dY / dX - bY^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで, $b = R^2 \alpha N_0 / D$

この方程式の解として X の級数解

$$Y = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n} X^{2n} \quad \dots\dots\dots (5)$$

を仮定する。このとき, 放電管の中心軸に関する対称性から X の奇数のべき乗の項は省略した。級数 (5) を方程式 (4) に代入すれば級数の係数の間の関係式

$$a_{2n} = \frac{b}{(2n)^2} \sum_{m=0}^{n-1} a_{2m} a_{2(n-m-1)} \quad \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。境界条件 $X=0$ において $Y=1$ より $a_0 = 1$ となり, (4) 式の解は次のようになる。

$$Y = 1 + \frac{b}{4} X^2 + \frac{b^2}{32} X^4 + \frac{b^3}{288} X^6 + \dots\dots\dots (7)$$

共鳴光の吸収により作られるプラズマの半径方向密度分布は (7) 式より, 中心 $X=0$ に極小値を持ち, 距離 X の増加とともに単調に増加する。パラメータ b すなわちセシウム蒸気圧と電子密度が大きくなれば密度分布は急になる。これは圧力が高くなれば拡散が抑えられ, また電子密度が大きくなれば再結合による荷電粒子の損失が増えて, 放電管の内部における電子密度が減少するため分布は急になる。

5. 密度分布の測定結果

実験 (1) の場合, すなわち電離部における放電を付けないで, 光源用放電部にパルス電圧を加えて光の照射のみを行なった場合に, 電離部で得られたプラズマの密度分布を第 8 図に示す。ここで, パラメータ I_a は光源用放電管の放電電流を示す。○印は実測値を示し, 実線は中心における電子密度の測定値を用いて, (7) 式で計算した理論値を示しており, 両者はほぼ一致していることがわかる。

実験 (2) の場合, すなわち電離部に放電を付けて光の照射は行なわない場合に得られた密度分布を第 9 図に示す。ここで, パラメータ I_i は電離部放電管の放

電流を示している。○印および●印は実測値を、実線は零次ベッセル関数を示しており、放電管の中心における電子密度で規格化したものである。(a)図はセシウム圧力 $P_{Cs}=7.6 \times 10^{-2}$ Torr, (b)図は $P_{Cs}=4.6 \times 10^{-1}$ Torr の場合に得られた結果であり、いずれの

第 8 図 共鳴光電離プラズマの密度分布

Fig. 8. Radial density profile of photo-resonance plasma.

第 9 図 放電プラズマの密度分布

Fig. 9. Radial density profile of discharge plasma.

第 10 図 放電プラズマ、共鳴光電離プラズマおよびその両者の組合せによるプラズマの密度分布

Fig. 10. Radial density profile of plasma, photo-resonance plasma and plasma combining them.

圧力や放電電流に対しても、近似的に零次ベッセル関数でその分布が表わされていることがわかる。

第 10 図 (a) は実験 (2) の場合、すなわち電離部に放電電流 $I_t=50$ mA の放電を付けて光の照射は行なわなかったとき、(b) 図は実験 (1) の場合、すなわち光源用放電部に放電電流 $I_d=50$ A を流して光の照射のみを行なったとき、(c) 図は実験 (3) の場合、すなわち、あらかじめ (a) 図の場合と同じ放電電流の放電を電離部に付けておき、(b) 図の場合と同じ強さの光を照射したとき、それぞれの場合における半径方向密度分布を示している。●印は実測値を示し、実線は理論値を示している。放電と光の照射とを組合せた場合における密度分布の理論値〔第 10 図 (c) の実線〕は、放電プラズマと共鳴光電離プラズマとの各々の分布の理論値〔第 10 図 (a), (b) の実線〕を数値的に加え合せたものであり、この場合は実測値と計算値はほぼ一致している。

第 11 図、第 12 図は光の照射と放電との種々な組合せによって得られたプラズマの半径方向密度分布を示しており、すべて放電管の中心における各々の電子密度の値で規格化した相対値を示している。

●印は実測値を、実線は放電によって作られるプラズマと光の照射によって作られるプラズマのそれぞれの理論値を加え合せた計算値を示している。パラメータ I_t は電離部における放電電流を、 I_d は光源用放電部における放電電流を示している。中心に極大値を持ち、中心からの距離の増加とともに単調に

第 11 図 共鳴光の照射と放電との組合せによるプラズマの密度分布

Fig. 11. Radial density profile of plasma combining irradiation of resonance light with discharge.

第 12 図 共鳴光の照射と放電との組合せによるプラズマの密度分布

Fig. 12. Radial density profile of plasma combining irradiation of resonance light with discharge.

減少する零次ベッセル関数に近い分布から、中心に極小値を持ち、管壁に向かって単調に増加する分布まで、あるいは方形に近い分布など広い範囲にわたって半径方向密度分布を変化させることができるプラズマが得られている。第 11 図はセシウム蒸気圧 $P_{Cs}=7.6 \times 10^{-1}$ Torr, 第 12 図は $P_{Cs}=7.6 \times 10^{-2}$ Torr の場合に得られた結果で、セシウム圧力が高いほど光を照射してできるプラズマは同じ強さの光に対して(7)式の中のパラメータ b が大きくなるので密度分布が急になり、管壁に向かって急に立ち上がった分布まで得られる。

6. 検 討

セシウム中性気体に外部から共鳴光を照射することにより比較的簡単に電子密度 10^{12} cm^{-3} (第 5 図) 程度を持った、内部に電流のない静かな(探極間の雑音電圧 1 mV 以下) プラズマが得られる。このようにして作られるプラズマの半径方向密度分布は第 8 図に示されており、放電管の中心に極小値を持ち中心からの距離の増加とともに単調に増加する分布を持っている。第 8 図より実測値と計算値はほぼ一致しており、定性的傾向、例えば同じセシウム圧力に対して電子密度が大きいほど(7)式の中のパラメータ b が大きく分布は急になる(第 8 図(b), (c)を比較)。また、同じ電子密度に対して圧力が低いほどパラメータ b が小さく、分布は平坦になる(第 8 図(a)と(c)を比較)という傾向も一致しており、第 4 章で述べたモデルが正しいことを示している。

普通の放電に共鳴光の照射を組合せることにより得られたプラズマの密度分布は第 11 図、第 12 図に示

第 13 図 共鳴光の照射と放電との組合せによるプラズマの密度分布

Fig. 13. Radial density profile of plasma combining irradiation of resonance light with discharge.

されており、中心に極小値を持ち管壁に向かって単調増加する分布から、中心に極大値を持ち単調減少する分布まで、かなり広い範囲にわたって半径方向密度分布を制御できることを示している。

光の照射と放電とを組合せた場合に、各々のプラズマの密度分布の理論値を単に加え合せた計算値と実測値とが第 10 図(c)に示したように割合良く一致する場合と、第 13 図(a)に示すように実測値のほうが計算値より大きな値になる場合がある。第 13 図において破線は放電のみのとき、一点鎖線は光の照射のみのとき、実線は放電と光の照射との両者を組合せたときに得られるプラズマの密度分布の計算値を示しており、○印は放電と光の照射とを組合せた場合の実測値を示している。放電によってできるプラズマと、光の照射によりできるプラズマの密度がどちらか一方が大きくて他方が小さい場合、例えば放電により作られるプラズマの密度のほうが大きい場合(第 13 図(b))、あらかじめ放電によりプラズマができていて、これに光を照射することにより少し摂動をうけて計算値と実測値はともに少し増加するのみで両者はほぼ一致する。逆に光の照射によりできるプラズマの密度が大きい場合(第 10 図(c)) も同じである。

他方、放電によって作られるプラズマと光の照射によって作られるプラズマとの密度の大きさが同じ程度の場合(第 13 図(a))、実測値のほうが計算値より大きくなる。その原因として次のものが考えられる。光の照射のみによりできるプラズマにおいては、光源と電離部の間に光学フィルタをそう入した実験⁽⁹⁾によって、光源から放射されるいろいろな波長の光のうち、共鳴線以外の光はプラズマの形成に寄与しないことが

わかっていて、しかし、あらかじめ放電がついていればいろいろな単位の励起原子が多数存在しており、光を照射したとき共鳴光以外の光も吸収され励起や電離を増し、放電のみにより作られるプラズマと共鳴光の照射のみにより作られるプラズマの密度の和より大きな密度を持ったプラズマができる。また共鳴光電離プラズマにおいては、電子と励起原子との衝突による逆励起によって電子温度を保持している⁽¹⁾。従って、共鳴光の吸収によって発生する励起原子の一部分は電子と衝突して基底状態へもどり電離しない。しかし、あらかじめ放電がついていれば電子温度はすでに上昇しているので、光の照射によって発生する励起原子の大部分は電離すると考えられる。

しかしながら、我々の実験を行なった範囲では、実測値は計算値の2倍以上は大きくないし、第11図、第12図に示したように密度分布の相対値は計算値と

実測値が良く一致しているので、放電により作られるプラズマと光の照射により作られるプラズマとの密度分布の理論値を単に加えたものにより、その半径方向密度分布を近似的に表わすことができると考えて十分である。

終わりに、本研究に使用した放電管を製作していただいた名古屋大学 森 光雄氏に謝意を表します。

(昭和49年10月23日受付, 同50年3月31日再受付)

文 献

- (1) N. D. Morgulis, Yu. P. Korchevol & A. M. Przhonskii: Soviet Phys.-JETP **26**, 279 (1968)
- (2) J. Yamada & T. Okuda: J. Phys. Soc. Japan **35**, 881 (1973)
- (3) N. D. Morgulis & Yu. P. Korchevol: Soviet Phys.-JETP **31**, 1005 (1970)
- (4) J. Yamada & T. Okuda: J. Phys. Soc. Japan **32**, 1162 (1972)
- (5) J. Yamada & T. Okuda: Phys. Letters **39A**, 223 (1972)