

高気圧ガスターゲットレーザープラズマの研究, II (電子密度)

名和 靖彦・鈴木 潮・山田 諄

Investigation of High Pressure Gas Target Laser Plasma, II (Electron Density)

Yasuhiko NAWA, Ushio SUZUKI & Jun YAMADA

高気圧アルゴンガスにルビーレーザー光をレンズで集光照射して、発生したプラズマの全電荷数が捕集電極によって求められた。このとき、全電荷数は電極間距離が増すにつれて減少することが示された。そこで、全電荷数の減少を確かめるために、再結合による損失を含む膨張の式が数値的に解かれた。この結果、実測値と計算値がほぼ一致し、高気圧では再結合による損失が重要で、電子密度に大きく影響することがわかった。

1. まえがき

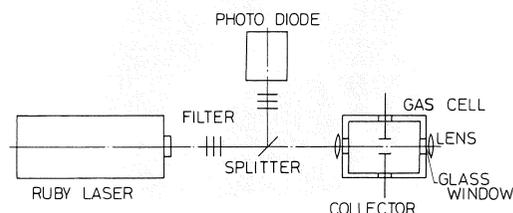
近年レーザー技術の進歩により、固体、液体、気体レーザーの大出力化が進み、現在ではピコ秒オーダーの大出力パルスレーザーが開発されている。これに伴いレーザー光を光学レンズで集光することによってコヒーレントな光周波数の高電界が容易に得られるようになり、多光子吸収、光高調波発生などの非線形光学現象や絶縁破壊の研究が精力的に行われている。特にレーザーによる核融合を旨とした高温高密度プラズマ発生の研究は注目に値するものである。レーザー光による絶縁破壊の研究は固体、液体、気体のターゲットに関して行われており、特に高温高密度プラズマの研究は固体ターゲットが中心になっている。気体ターゲットに対する絶縁破壊の研究は Haight, Mererand 等により最初に行われており、今までに幾つかの絶縁破壊の研究報告がなされているが、それらの多くは破壊のしきい値を中心とした電離確率などの研究であり、特に高圧気体ターゲットに対するプラズマの生成、膨張、消滅などの動的ふるまいの側面から研究があまり行われていない。

前回の高気圧ガスターゲットレーザープラズマの研究⁽¹⁾では、高気圧 (1~70atm)でのルビーレーザー光による破壊機構と呼収機構について述べた。今回の研究目的は、高気圧 (15atm) におけるプラズマの膨張過程での再結合の効果を解明するにある。気体容器に密閉された高気

圧アルゴンガスにルビーレーザー光をレンズで集光照射し、レンズの焦点をはさんで光軸と直角に置かれた捕集電極により発生した全電荷数を求めた。焦点で発生したプラズマが捕集電極に到着するまでに再結合等により消滅しなければ、電極間距離によらず一定の電荷が捕集されるはずであるが、全電荷数が焦点からはなれるにしたがって減少することが示された。そこで、この全電荷数の減少を確かめるために、プラズマが球対称に速度一定で膨張し、しかも任意の時刻において密度分布が一様であると仮定したモデルを使用して再結合の項を含んだ膨張の式を数値的に解いた。この結果、実測値と計算値はほぼ一致し、本実験条件では再結合の効果が無視出来ず、電荷数に大きな影響を与えることがわかった。

2. 実験方法及び実験結果

実験装置の配置図を第1図に示す。レーザー装置はポッケルセルQスイッチ型ルビーレーザーで出力パルスの半値幅は約30ns、ビームは単一モード、ビームの直径は約10

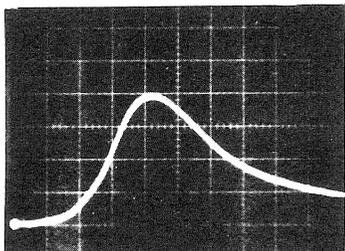


第1図 実験装置の配置図

mm^φで最大出力は約30MWである。レーザの出力光は光学フィルターにより調整され、光学レンズにより気体容器の中心に直径10mm^φ、厚さ10mmの石英ガラス製の窓を通して集光され再び同じ焦点距離の光学レンズより平行ビームに直される。ここで光学レンズの焦点距離は60mmで焦点半径は厚さ20 μ の金箔に穴をあけることにより測定した結果、0.068mmであった。気体容器はステンレススチール製で大きさは直径80mm、長さ100mmである。レーザ光と直接接触しないように光軸と直角に挿入された捕集電極は、材質がニッケルであり、直径10mm^φの円板である。捕集電極間距離は、石英ガラスに固定された捕集電極を石英ガラスと共に交換することによって変化させた。レンズの焦点にできたプラズマは、捕集電極間にバイアス電圧約20Vを加えて、流れる電流をシンクロスコープ上に信号として取り出した。気体容器前方のスプリッターは入射レーザ光をモニターするためのものである。実験はアルゴンガスを用い気体圧力15atmにおいてレーザ出力を光学フィルターの枚数を変化させて行った。ここで、気体の封入は真空回転ポンプで気体容器内を10⁻³ torr程度の真空中に排気した後、数気圧の新鮮なアルゴンガスを入れて再び回転ポンプで10⁻³ torr程度に排気することを数回繰り返した後、レーザ光を照射して、シンクロスコープ上に電流波形が現れないのを確認してから測定を行った。

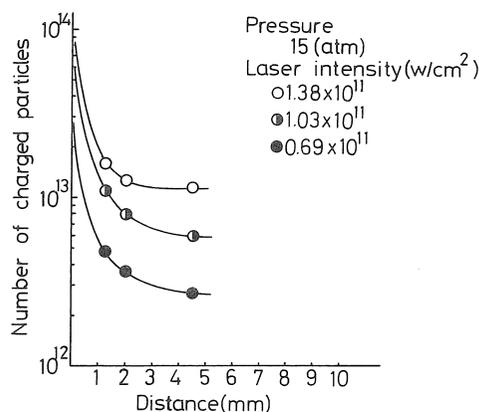
第2図はレーザ光強度1.38×10¹¹ W/cm²によって生成されたプラズマの捕集電極によって捕集された電荷の電流波形である。横軸は200ns/目盛である。このような電流波形の積分値を半値幅と波高値との積によって近似して、捕集された電荷量を求めた。

電界Eによるアルゴンイオンの移動速度 $v = \mu E$ は移動度 μ の実測値⁽²⁾を用いて計算すると最大で10cm/sとなり、圧力が高いため移動速度はたいへん小さな値となる。一方、捕集電極の電流波形のピーク時間から求めた横方向膨張速度は約5×10⁸ cm/sで、移動速度より十分大きく、捕集電極により電界を加えても膨張速度にほとんど影響



第2図 捕集電極によるプラズマの電流波形
(横軸：200ns/目盛)

を与えず、プラズマはほぼ球対称に膨張すると考えられる。また捕集電極の大きさ直径10mmが捕集電極間の距離2~9mmに比べて十分大きくないため、全電荷を捕集することができない。そこで、全電荷数の実測値はプラズマが球対称に膨張するとして、電流波形の積分値を焦点から捕集電極をみた立体角で補正して求めた。第3図は立体角で補正した全電荷数を捕集電極の焦点からの距離を変化させて得られたグラフである。この図は気体圧力



第3図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性

15atmにおいてレーザ光強度1.38×10¹¹ W/cm²、1.03×10¹¹ W/cm²、0.69×10¹¹ W/cm²の三つの強度に対して全電荷数を示したものであり、各レーザ光強度すべてに対して、焦点から離れるに従って全電荷数が減少していることがわかる。もしプラズマが捕集電極に到着するまでに再結合により消滅しなければ、測定した電極の位置によらず一定の電荷を捕集することが出来るはずである。従って、これらの電荷数の減少は再結合による損失のためであろうと予想される。そこで、第3図の実線で示したように実測値を焦点まで外挿することにより発生した初期電荷数 N_0 を求めると、レーザ光強度1.38×10¹¹ W/cm²において初期電荷数 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個となり、これを焦点の体積で割って初期電子密度 $n_0 = 6.5 \times 10^{18}$ cm⁻³で電離度16%が得られる。

再結合の効果を確かめるために、プラズマが球対称に速度一定で膨張し、しかも任意の時刻において密度分布が一様であると仮定したモデルを使用して再結合の項を含んだ膨張の式をたて数値的に解いて、実測値との比較検討を行う。

3. 電荷数の計算

プラズマの拡散による平均変位 x は拡散係数 D を用いて球座標で次の式で与えられる。

$$x = (6Dt)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

拡散が両極性拡散であると考え、アインシュタインの関係より移動度の実測値⁽²⁾を用いて拡散係数を求めれば、 $D \sim 13\text{cm}^2/\text{s}$ となる。従ってプラズマの拡散速度は約 $3 \times 10^2\text{cm/s}$ となり、捕集電極の電流波形のピーク時間から求めた膨張速度と比べて十分小さい。このためプラズマは拡散的に膨張するよりもむしろ波動的に膨張すると考えられる。また第2章述べたように電界による移動速度は十分小さいため、プラズマはほぼ球対称に膨張し、しかも膨張速度の測定からほぼ一定速度で膨張すると考えられる。

プラズマの膨張過程における全電荷数を計算するに当たって、次のようなモデルを仮定した。プラズマは球対称に膨張速度一定で膨張するとし、しかも任意の時刻においてプラズマ内では密度分布が一様であると仮定した。

この仮定から密度 n と全電荷数 N の間には次の関係がある。

$$n = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (2)$$

ここで R はプラズマの半径である。再結合として二電子三体再結合を考えると、再結合により単位時間、単位体積当たり消滅する電荷数は

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^3 \quad (3)$$

となる。ここで α は二電子三体再結合係数であり、次式のように電子温度 T_e の関数となる。

$$\alpha = 5.6 \times 10^{-9} T_e^{-\frac{9}{2}} \quad (\text{cm}^6/\text{s}) \quad (4)$$

第2式の両辺を時間で微分し、第3式を用いて n を消去すれば次の微分方程式が得られる。

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha \frac{N^3}{\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2} \quad (5)$$

ここでプラズマの半径 R はプラズマの初期半径 R_0 とプラズマの膨張速度 v を用いて次式で与えられる。

$$R = R_0 + vt \quad (6)$$

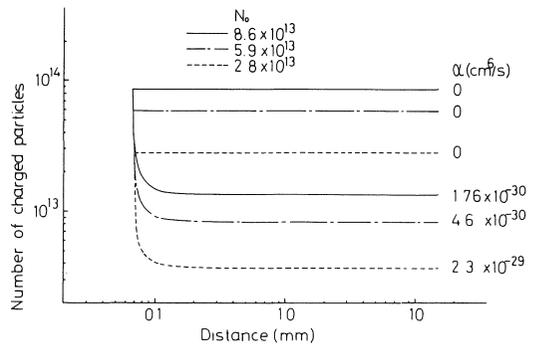
再結合係数 α は第4式に示すように電子温度の関数であり、また電子温度は時間の関数であるため、第5式を解くには電子温度の時間依存性を知る必要がある。しかし、現在電子温度の時間依存性は明確でないため、電子温度の時間依存性をいろいろ仮定して、第5式を解いてみる。最初に再結合係数 α が一定である場合について解いてみる。

1)再結合係数 α が一定の場合

再結合係数 α が一定というのは、電子温度 T_e が時間に関して我々が現在考慮している時間内では一定であると仮定したものである。再結合係数 α が時間に関して一定であるから第5式は線形微分方程式となり、その解は次のようになる。

$$N = \left[N_0^{-2} + \frac{2}{5} \alpha \left(\frac{4}{3} \pi \right)^{-2} \cdot \frac{1}{v} \left\{ R_0^{-5} - (R_0 + vt)^{-5} \right\} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (7)$$

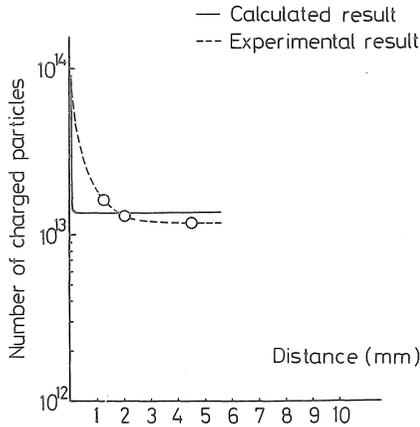
ここで再結合の損失を明らかにするために、第7式を使用して再結合が無視出来る場合と、無視出来ない場合とで比較してみる。第4図は初期電荷数 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個、



第4図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性
: $R_0 = 0.068\text{mm}$, $v = 5.0 \times 10^5\text{cm/s}$

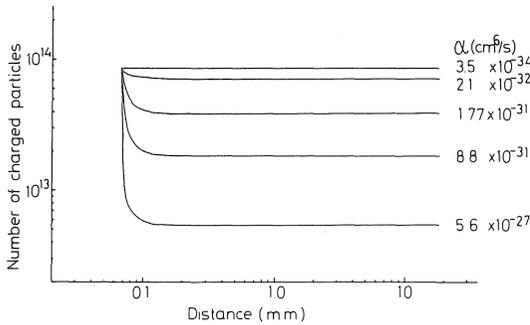
$N_0 = 5.9 \times 10^{13}$ 個, $N_0 = 2.8 \times 10^{13}$ 個についてそれぞれ $\alpha = 0$ と $\alpha = \text{constant}$ について示してのものである。ここで初期半径 R_0 は焦点半径に等しい 0.068mm を、プラズマの膨張速度 v は $5 \times 10^5\text{cm/s}$ を使用した。またレーザー光強度が増加すると初期電荷数は増加し、それに伴って電子温度も増加するので、電子温度 T_e はそれぞれの初期電荷数に合った値を選んだ。再結合係数はそれぞれ $\alpha = 1.76 \times 10^{-30}\text{cm}^6/\text{s}$ ($T_e = 6.0 \times 10^4\text{K}$), $\alpha = 4.6 \times 10^{-30}\text{cm}^6/\text{s}$ ($T_e = 4.0 \times 10^4\text{K}$), $\alpha = 2.3 \times 10^{-29}\text{cm}^6/\text{s}$ ($T_e = 3.4 \times 10^4\text{K}$)である。この図が示しているように、再結合の効果がすべての初期電荷数に対して初期半径付近で非常に大きな影響を及ぼしており、再結合による損失が無視出来ないことがわかる。

次に実測値と計算値を比較してみる。第5図に示した電荷数の距離依存性のグラフは、初期電荷数 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個において実線の計算値と破線の実測値を示したものである。ここで計算値の各係数は第4図に使用したものをを使用した。第5図が示すように、実測値と計算値はオーダー的には良く一致するが、計算値は焦点付近で急激

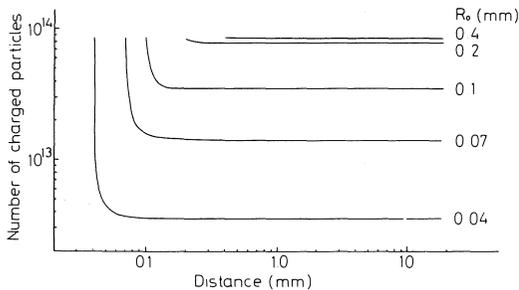


第5図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性
 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個, $\alpha = 1.76 \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$,
 $R_0 = 0.068 \text{mm}$, $v = 5.0 \times 10^5 \text{cm/s}$, レーザ
 光強度 $= 1.33 \times 10^{11} \text{w/cm}^2$

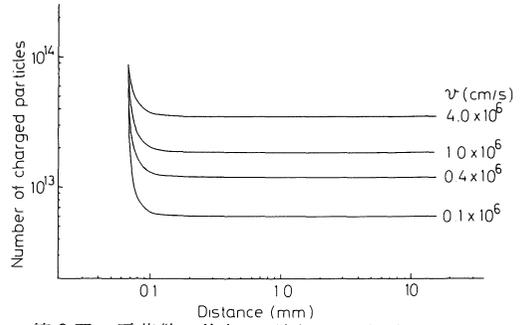
に減少して以後一定となってしまう実測値を完全に説明出来ない。これは電子温度、初期半径等計算に用いたパラメーターの測定値が必ずしも十分な精度を持っていないためではないかを考えて、再結合係数、初期半径、膨張速度をそれぞれ変化させて同様に計算してみた。第6図、第7図、第8図はそれぞれ再結合係数、初期半径、膨張速度をパラメーターとして電荷数の距離依存性を示している。再結合係数や膨張速度の値を変化させても焦



第6図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性：
 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個, $R_0 = 0.068 \text{mm}$,
 $v = 5.0 \times 10^5 \text{cm/s}$



第7図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性：
 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個, $\alpha = 1.76 \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$,
 $v = 5.0 \times 10^5 \text{cm/s}$



第8図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性：
 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個, $\alpha = 1.76 \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$,
 $R = 0.068 \text{mm}$

点付近における電荷の減少割合が変化し、電荷数の最終値が変化するのみで半径 0.1mm以上では距離依存性はほとんど示さなかった。初期半径の値を変化させると、電荷数が一定になる距離が変化するものの初期半径の2倍近くになると距離依存性がほとんどなくなる。

そこで、再結合係数が時間の関数として、すなわち電子温度が時間の関数として第5式を計算してみた。

2)再結合係数 α が一定でない場合

再結合係数は電子温度の関数であるから、電子温度の時間依存性を求める必要がある。プラズマが存在する半径 R 以内では電子、アルゴンイオン、アルゴン中性原子が同じ温度で膨張し、半径 R 以上の空間では温度を 0 と考えると、エネルギー保存則から次式が成り立つ。

$$\frac{3}{2} k T_0 V_0 n_g = \frac{3}{2} k T_e V n_g \quad (8)$$

k はボルツマン定数, n_g はガス密度, T_0 と V_0 は初期の電子温度とプラズマの体積である。 T_e と V は任意の時刻における電子温度とプラズマの体積である。第8式から任意の時刻における電子温度 T_e は

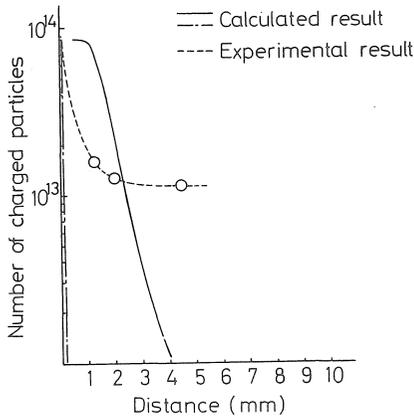
$$T_e = T_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \quad (9)$$

となる。第9式を第5式に代入して解くと次式のようになる。

$$N = \left[K \left\{ (vt + R_0)^{\frac{17}{2}} - R_0^{\frac{17}{2}} \right\} + N_0^{-2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (10)$$

$$K = 1.31 \times 10^{-9} \frac{(T_0 R_0^3)^{-\frac{9}{2}}}{v \left(\frac{4}{3} \pi \right)^2}$$

第10式に再結合係数 α が一定の場合に使用した係数の値 $N_0 = 8.6 \times 10^{13}$ 個, $R_0 = 0.068 \text{mm}$, $v = 5 \times 10^5 \text{cm/s}$ を代入し、初期電子温度 $T_0 = 6.0 \times 10^4 \text{K}$ を使用すると、第9図の一点鎖線のように焦点付近で急激に電荷数が減少し



第9図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性：
 $N_0=8.6 \times 10^{13}$ 個, $v=5.0 \times 10^5$ cm/s,
 レーザ光強度 $=1.38 \times 10^{11}$ w/cm²

てしまう。第9図の実線は $R_0=0.5$ mm, $T_0=1.0 \times 10^4$ Kを使用して同様に計算した結果である。焦点付近では電荷数がほとんど減少しないが、焦点からの距離が数mm以上で急激に減少してしまう。これは電子温度を求めるときプラズマが存在する領域内では電子、イオン、中性原子の温度が同一であると仮定したが、nsオーダーの短い時間内では温度が十分緩和されず電子温度を低く評価しすぎたために電荷数が著しく減少してしまうものと思われる。

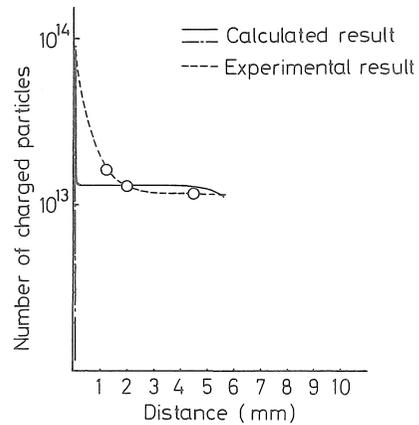
次に電子温度を評価するとき、イオンや中性原子の温度が電子温度に比べて十分低いと考え、電子とアルゴン気体との弾性衝突により電子温度が減少していくと考える。よって次式が成り立つ。

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{3}{2}kn \frac{dT_e}{dt} = 2 \frac{m_e}{m_g} \nu_{eg} n - \frac{3}{2}k T_e \quad (11)$$

ここで W は電子のエネルギー、 m_e と m_g は電子とアルゴン原子の質量、 ν_{eg} は運動量輸送弾性衝突周波数である。衝突周波数 ν_{eg} は衝突断面積 σ_{eg} と電子の速度 v_e から $\nu_{eg} = n_g \sigma_{eg} v_e$ となり、 v_e は電子温度の関数で時間に依存するがここでは ν_{eg} を一定であると仮定して、第(11)式を解くと次式のようになる。

$$T_e = T_0 \exp\left(-2 \frac{m_e}{m_g} \nu_{eg} t\right) = T_0 \exp(-1.96 \times 10^{10} t) \quad (12)$$

第(12)式を第(5)式に代入し再結合係数 α が一定の場合に使用した係数の値 $N_0=8.6 \times 10^{13}$ 個, $R_0=0.068$ mm $v=5 \times 10^5$ cm/sを使用し、 $T_0=6.0 \times 10^4$ Kを用いて計算した結



第10図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性：
 $N_0=8.6 \times 10^{13}$ 個, $T_0=6.0 \times 10^4$ K,
 $R_0=0.068$ mm, $v=5.0 \times 10^5$ cm/s,
 レーザ光強度 $=1.38 \times 10^{11}$ w/cm²

果、第10図の一点鎖線が示すように前の結果と同様に電荷数の減少が焦点付近で非常に急激でほとんど垂直になっている。これは第(11)式でイオンや中性原子の温度を無視したが、圧力が高いので衝突がしばしば起こるためイオンや中性原子の温度は電子温度ほど高くないにしてもかなり上昇しており、1回の衝突によるエネルギー損失が $3m_e/m_g \cdot k T_e$ よりもずっと少ないためではないかと思われる。即ち、この垂直に近い電荷数の焦点付近における減少は、電子温度 T_e が焦点半径付近で急激に減少するからである。

従って、電子温度を決定するには電子温度の空間分布や熱伝導を考慮した詳細なエネルギーバランスの検討が必要となるが、簡単のため第(12)式 \exp の指数部が現在考慮している付近(1~5mm) -1になるように指数部の係数を変化させてみた $T_e = T_0 \exp(-4.5 \times 10^6 t)$ と置いて前と同様に計算すると、第10図の実線が示すようにオーダー的には実測値と一致するようになった。電子温度 T_e が5mm付近まではほとんど変化しないので、焦点からの距離が数mm以内では再結合係数 α が一定の場合と同様のグラフとなる。

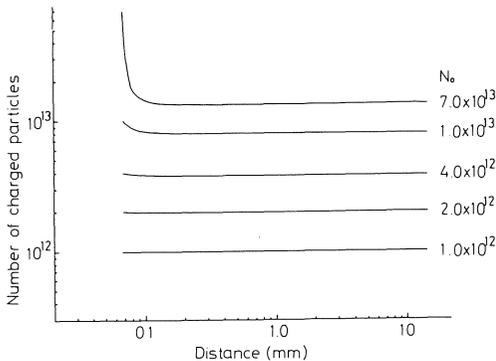
4. 討 論

捕集電極によって捕集された電荷数は、第3図に示されるように電極の位置が焦点から離れるにしたがって減少していくので、実測値を焦点まで外挿することにより焦点体積内で発生したプラズマの初期電子密度を求めた。その結果レーザー光強度 1.38×10^{11} w/cm²において初期電子密度 $n_0=6.5 \times 10^{19}$ cm⁻³となり、実測値を焦点まで外挿せずに実測値が焦点体積内の全電荷として、つまり再結合

などによる電荷数の減少がないとして求めた値 $n=1.0 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ より6.5倍ほど補正値は高くなる。AlcockとRamsdenは大気中にルビレーザ光を集光照射して、初期電子密度 $n_0=2.0 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ をレーザ干渉計で測定することによって求めた。従って彼らの求めた値と比較すれば、焦点まで外挿して求めた補正値は、高すぎる値ではないと思われる。

そこでこれを確かめるために、再結合による損失を考慮した膨張の式を解いたところ第4図、第5図、第9図、第10図に示されるように、膨張過程においては再結合による損失が重要な役割をはたしている。即ち、本実験に使用した15気圧の高気圧で比較的電子密度の高いときは、再結合による損失が無視出来ず、特にプラズマ半径が数mm以内では再結合が非常に大きな影響を与えており、捕集電極により電荷数を求めるときは、再結合による減少を補正しなければならないことがわかった。

再結合の効果がどの程度の初期電子数にまで影響するかの目安の値を求めてみる。ここで数値計算の所で仮定した再結合係数 α が一定の場合($\alpha=1.76 \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$, $v=5 \times 10^5 \text{cm/s}$, $R_0=0.068 \text{mm}$)を使用する。第11図は初期電



第11図 電荷数の焦点と電極間の距離依存性：
 $\alpha=1.76 \times 10^{-30} \text{cm}^6/\text{s}$, $R_0=0.068 \text{mm}$,
 $v=5.0 \times 10^5 \text{cm/s}$

荷数をパラメータとして求めた電荷数の距離依存性のグラフである。この図から明らかなように、初期電荷数 $N_0=2 \times 10^{12}$ 個以下では、電荷数が距離によらずほとんど一定であり再結合による損失を無視してもよい。しかし、初期電荷数 $N_0=4 \times 10^{12}$ 個以上では、特に焦点半径付近で電荷数が減少しており再結合の損失が無視出来ず、再結合による減少を補正する必要がある。

数値計算の所で示したグラフ特に第5図、第9図、第10図を比較すると、時間の関数である電子温度 T_e が電荷数に大きな影響を与える再結合の効果が大きく作用していることがわかる。しかし、ここで用いた電子温度の時間変化は、それらを用いて計算された電荷数のグラフが

示すように、正しく評価していないと思われる。実測値をより完全に説明するには、電子温度の時間変化を正しく評価する必要があると思われる。このため、イオン、中性原子の温度と熱伝導まで含めた詳細なエネルギーバランスの検討を行い、再結合の問題を解明する必要がある。

5. あとがき

気体容器に密閉された高気圧アルゴンガスにルビレーザ光をレンズで集光照射し、捕集電極により電荷数を求め、またプラズマが球対称に速度一定で膨張し、任意の時刻において密度分布が一様であると仮定したモデルを使用して再結合の項を含んだ膨張の式をたて数値的に解いた。そしてこれらの実測値と計算値を評価することによって、高気圧(15atm)におけるプラズマの膨張過程での再結合の効果の解明を行った。この結果、気体圧力15atmにおいて初期電荷数 $N_0=4.0 \times 10^{12}$ 個以上では、電子温度の関数である再結合の効果が電荷数に大きな影響を与えることが示された。

謝 辞

日頃より有益な御指導と御援助を戴いている名古屋大学工学部奥田孝美教授に感謝致します。また数値計算に用いた電子計算機(FACOM 230-25)の利用に協力いただいた愛知工業大学計算センターに感謝します。

参考文献

- (1) 山田諄, 鈴木潮, 名和靖彦: 愛知工業大学研究報告 No. 12 (1977) p.21
- (2) M.A.Biondi, L.M.Chanin: Phys. Rev. 94(1954) p. 910
- (3) A.Funahashi, S.Takeda: J.Phys. Soc. Japan 29 (1970) p. 441
- (4) A.J.Alcock, S.A.Ramsden: Appl. Phys. Letters 8 (1966) p. 187