

# 高周波放電プラズマを透過する He-Ne レーザ光パワーの増加現象 (その2)

長濱 治 男\* 是 安 博 之\*\*

## Increasing Phenomena of He-Ne Gas Laser Powers Passed Through R.F. Discharge Plasma (Part II)

Haruo NAGAHAMA Hiroshi KOREYASU

It has been already reported theoretical consideration that laser powers incident upon R.F. plasma in the transitional stages during transition from glow-like to arc-like discharge are amplified as a result of non-linear interactions between the incident laser and the excited electrostatic oscillations. In this paper, the threshold values of the excited oscillation field involved in such amplification of transmitted laser power are calculated both theoretically and experimentally.

### 1. まえがき

誘導結合型高周波放電がグロー状からアーク状へ移行する過渡状態(以後、G→A移行と略記する)では、高周波に対するプラズマの等価コンダクタンス $\sigma$ が負になる。このG→A移行状態中では、印加高周波以外の多くの種類の空間電荷振動がプラズマ中に励起されている。この状態のプラズマに外部からマイクロ波を入射し、プラズマを透過した透過マイクロ波電力を測定した結果、電力が増大することを実験的に確かめた<sup>1)</sup>。高周波放電プラズマを周波数の高いマイクロ波からレーザの領域のすべての電磁波に対する増幅器として応用する目的で、波長632.8 nm、出力15 mWのHe-Ne ガスレーザを入射し、プラズマを透過してきた透過レーザ光の電力をpin形Siホトダイオードを介し光パワーメータで測定した結果、透過レーザ光の電力が約1.1倍増大する現象が実験的に確認された<sup>2)</sup>。

この透過レーザ光電力の増加現象は、入射レーザと空間電荷振動との非線形相互作用が透過レーザに作用する結果、入射レーザと空間電荷振動の両方からエネルギーが透過レーザに与えられるため、透過レーザの電力が増加すると考え、プラズマを自己無撞着場として取扱い、透過レーザの分散式を解き、透過レーザ光の電力が増加される条件をすでに検討した<sup>3)</sup>。

本報告は、前報<sup>3)</sup>において導出した透過レーザ光に関する複素導電率 $\sigma_c$ を基に、透過レーザのコンダクタンスが負になる臨界条件式( $\sigma_c = 0$ )から、空間電荷振動電界 $E_{z0}$ のしきい値を理論的に計算する一方、G→A移行状態における電子密度の変化を測定し、ポアソンの式より空間電荷振動電界の大きさを計算した。そして、空間電荷振動電界の理論値と測定値の比較検討を行い、透過レーザ電力の増大現象が可能になる空間電荷振動電界の周波数範囲を明らかにしている。

### 2. 実験装置および実験方法

図1は実験装置の概略図である。放電管は外径30 mm $\phi$ 、長さ800 mmの石英ガラス管で両端を光学ガラスののぞき窓付きの金属製アダプターに接合されている。13.5 MHz コイルは直径6 mm $\phi$ の軟銅パイプを外径35 mm $\phi$ 、長さ7 cmに亘って8回巻いたものである。13.5 MHz高周波発振器の出力は0から2 kWまで連続的に可変できる。また、出力電力は通過型電力計にて計測することができる。試料ガスは純度99.999%のHe、Neガスおよびこれらの混合ガスを使用する。He-Neガスレーザ(日本科学エンジニアリング製、NEO-15MS、直線偏向)の波長は632.8 nm、出力は15 mWである。レーザ光の受光素子としてpin形Siホトダイオードを用い、レーザの光電力は光パワーメータ(アドバンテスト製、TQ-8214型)で測定し、その値をパソコンで読取っている。

\*電気工学科 \*\*工学研究科電気工学専攻

プラズマ中に励起されている空間電荷振動の周波数成分の解析は、プラズマ中に静電プローブを挿入し、その信号電圧をスペクトラムアナライザーに入力し、A/D変換された出力をパソコンで処理し、3次元グラフを描くシステムになっている。また、電子密度を測定する時には、窓付きアダプターを探針挿入用アダプターに付け替えている。探針は長さ2mmのタングステン製の複探針であり、複探針法を用いて電子密度を計測している。G→A移行状態における電子密度の変化は、誘導コイルに印加する電圧を調整し、アーク状放電直前のグロー状放電状態における電子密度とアーク状放電が発生した直後の電子密度を測定することから行っている。また、衝突周波数 $\nu$ はアーク状放電が発生する臨界電力 $P_c$ とガス圧の関係測定し、 $P_c$ の値が最少( $P_{cmin}$ )になるガス圧の点で印加高周波電界の角周波数 $\omega$ と $\nu$ とが等しくなる<sup>4)</sup>関係から算出している。実験を行う前に真空系を油拡散真空ポンプにて $10^{-6}$ Torr ( $1.33 \times 10^{-4}$ Pa)程度に排気した後、試料ガスを所定のガス圧に調整して封入している

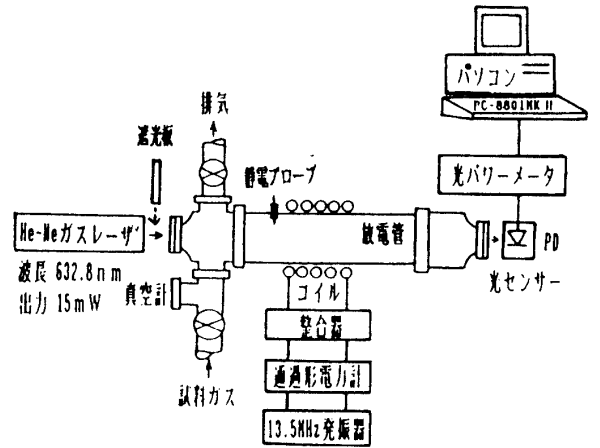


図1 実験装置

### 3. 実験結果

図2は、静電プローブを用いてG→A移行状態のプラズマ中に励起される振動電圧の周波数分析をスペクトラムアナライザーで測定し、3次元グラフで表示したものである。この場合は、スペクトルの全体像を見るために0~1GHzの周波数範囲で測定している。このため、13.5MHzの印加高周波は周波数軸の0付近の大きな振幅として現れている。放電状態がグロー状からアーク状へ移行する状態では、広い周波数範囲で振動が生じているが、特に600MHz以下の周波数範囲で、大きな振幅の振動が生じていることが分かる。

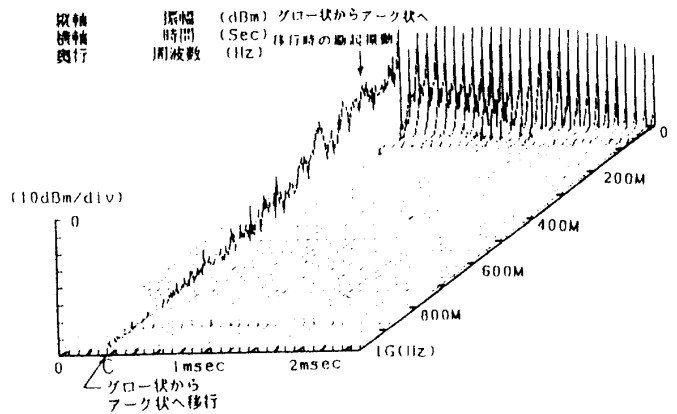


図2. 励起振動の振幅、周波数、時間分布

図3は、HeガスとNeガスの分圧比を2:8に調整したHe-Ne混合ガスのガス圧 $p$ を種々変化して、アーク状放電が生じる入射電力 $P_c$ とガス圧の関係測定した結果である。ただし、縦軸は $P_c$ の最小値 $P_{cmin}$ を基準にして $P_c/P_{cmin}$ で目盛っている。アーク状放電が発生するガス圧領域は、単一ガスの場合よりも高いガス圧領域側にシフトしている。また、 $P_{cmin}$ のガス圧は1.8 Torrであることがわかる。

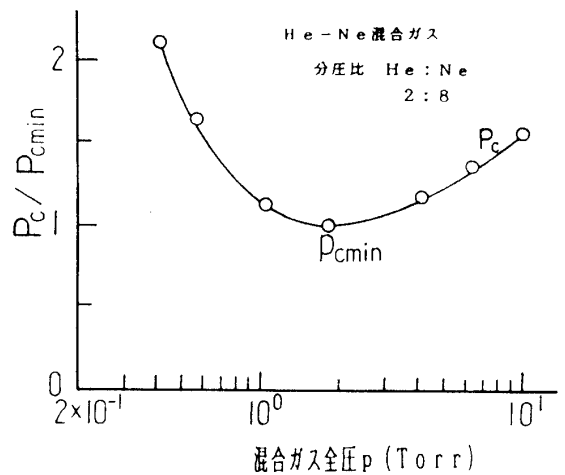


図3.  $P_c$ とガス圧 $p$ の関係

図4は、誘導コイルの両端に印加する高周波電圧を増加して行き、放電状態がグロー状からアーク状に移行した時の電子密度の変化状態を測定した結果である。グロー状放電時 $10^{14}$  ( $m^{-3}$ )程度の電子密度がアーク状放電に移行すると $10^{18}$  ( $m^{-3}$ )程度になり、数千倍から約一万倍程度まで増加することが分かる。

4. 検 討

前報では、グロー状からアーク状放電に移行する G→A 移行状態のプラズマ中に励起されている振幅の大きな空間電荷振動が、G→A 移行状態のプラズマを透過してきた He-Ne ガスレーザの電力の増加現象に寄与する可能性のあることを理論的に証明した<sup>3)</sup>。

本章では、高周波放電プラズマが印加高周波電界に対しても、また透過レーザに対しても負性コンダクタンス状態 (いわゆる、二重不安定性) になるための励起振動電界のしきい値  $E_T$  の理論式を求め、さらに理論式からしきい値  $E_T$  をパソコンで算出する一方、実験的に励起されている空間電荷振動の電界強度を求め、空間電荷振動電界のしきい値の理論値と実験値を比較検討を行う。

<4. 1> 負性コンダクタンスに寄与する空間電荷振動電界のしきい値  $E_T$  の理論値

G→A 移行状態のプラズマ中を透過したレーザ光の電力が増加するための条件は、前報 (2.4) 式を再掲し

$$\frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu^2 + \omega_i^2} (\nu + \nu A + \omega_i B) \leq 0 \quad (1)$$

とする。ここで、A、B および x も再掲するとそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{ek_i}{2m} \left\{ -\frac{\nu(\omega_i \pm x)}{(\omega_i^2 + \nu^2)(x^2 + \nu^2)} + \frac{\nu}{\omega_i(x^2 + \nu^2)} \right\} \frac{E_{ix} \cdot E_{ix}}{E_{ix}} \\ B &= \frac{ek_i}{2m} \left\{ \frac{(\pm \omega_i x - \nu^2)}{(\omega_i^2 + \nu^2)(x^2 + \nu^2)} \mp \frac{x}{\omega_i(x^2 + \nu^2)} \right\} \frac{E_{ix} \cdot E_{ix}}{E_{ix}} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$x = (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2) / \omega_i \quad (3)$$

である。ただし、 $k_i$  は入射レーザ光の伝播定数、 $E_0$ 、 $E_i$  および  $E_t$  はそれぞれ励起空間電荷振動電界、入射レーザの電界強度、透過レーザの電界強度である。また、 $\omega_i$ 、 $\omega_0$ 、 $\omega_{pe}$ 、および  $\nu$  は、それぞれ入射レーザの角周波数、プラズマ中に励起される空間電荷振動の角周波数、プラズマ周波数および電子と中性ガス分子との衝突周波数である。

透過レーザに対しても、プラズマのコンダクタンスが負になるための臨界条件は (1) 式より

$$\frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu^2 + \omega_i^2} (\nu + \nu A + \omega_i B) = 0 \quad (4)$$

となる。(4) 式に (2)、(3) 式を代入し、さらに  $k_i$  には、波動方程式を解いて分散式を求め、プラズマが薄く真空状態に近いと仮定することから  $k_i = \omega_i / c$  の関係が得られるので、この関係を用いる。また、入射レーザに対して、透過レーザの電力が増大されるためには、レーザの電界成分には少なくとも変化はなく  $E_i = E_t$  で、かつ (4) 式が満たされなければならない。(4) 式を満たす時の励起空間電荷振動電界の大きさ  $E_0$  を改めて  $E_T$  とすると、 $E_T$  は

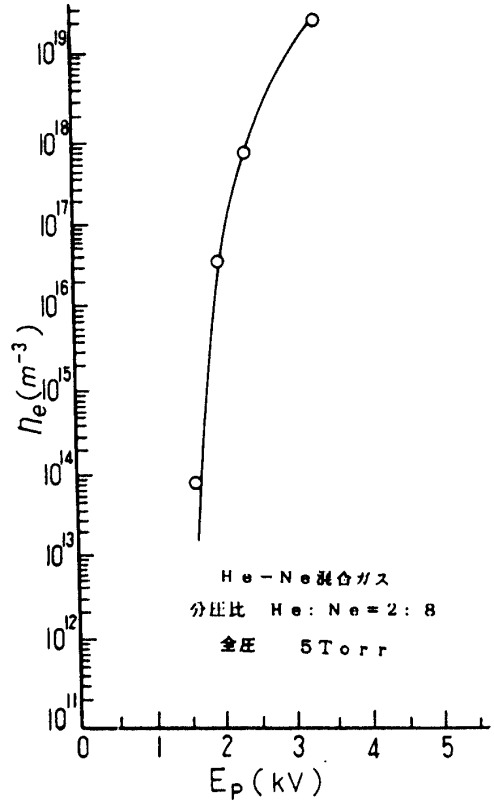


図4. 電子密度とコイル両端印加電圧の関係

$$E_T = \frac{2m c \nu}{e \omega_i \omega_t} \cdot \frac{1}{\left[ \frac{\nu^2 \{ \omega_i \omega_t + (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2)^2 \}}{(\omega_i^2 + \nu^2) \{ (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \omega_i^2 \nu^2 \}} - \frac{\omega_i \nu^2}{\omega_i \{ (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \omega_i^2 \nu^2 \}} \right]} \quad \begin{matrix} \times \times \\ \times \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} \times \times \\ \times \end{matrix} \frac{1}{\left[ \frac{(\omega_i + \omega_t) \{ \omega_i (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2) + \omega_i \nu^2 \}}{(\omega_i^2 + \nu^2) \{ (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \omega_i^2 \nu^2 \}} - \frac{(\omega_i + \omega_t) (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2)}{\omega_i \{ (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \omega_i^2 \nu^2 \}} \right]} \quad (5)$$

で表される。

入射レーザーの角周波数  $\omega_i$ 、透過波の角周波数  $\omega_t$ 、G→A 移行プラズマ中に励起される空間電荷振動の角周波数  $\omega_q$  の間には

$$\omega_i + \omega_q = \omega_t \quad (6)$$

の関係が成立することを実験的に確かめている<sup>1)</sup>。それゆえ、(5) 式中の  $\omega_t$  は (6) 式を用いて  $\omega_i$ 、 $\omega_q$  に置き換える。また、実験で使用している He-Ne ガスレーザーの波長  $\lambda$  は 632.8 nm であるので、 $f \lambda = c$  の関係式より周波数  $f$  を求め、さらに角周波数  $\omega_i$  ( $= 2.98 \times 10^{15}$  rad/sec) に変換して計算に用いる。

また、衝突周波数  $\nu$  はガス圧の関数として

$$\nu = \alpha \cdot p \quad (7)$$

と置き、さらに図3の  $p$  cm in のガス圧の点で  $\omega = \nu$  の関係の成立していることが知られている<sup>4)</sup> ので、それゆえ、 $p = 1.8$  Torr で  $\nu = \omega = 2\pi \times 13.5 \times 10^9$  の関係が成り立つから、(7) 式から  $\alpha$  を求めると  $\alpha = 4.73 \times 10^7$  が得られる。それゆえ、(7) 式から

$$\nu = 4.73 \times 10^7 p \quad (8)$$

が得られる。本検討では、He-Ne 混合ガスの分圧比が 2 : 8、全圧が 5 Torr の場合について計算をするので (8) 式から  $\nu = 2.37 \times 10^8$  (sec<sup>-1</sup>) の値が求まるから、(5) 式中の  $\nu$  にはこの値を用いる。

また、プラズマ角周波数  $\omega_{pe}$  には、図4のアーク状放電が発生する直前のグロー状放電状態における電子密度の値  $n_e = 4 \times 10^{18}$  (m<sup>-3</sup>) を用いて計算すると  $\omega_{pe} = 1.13 \times 10^{10}$  (rad/sec) の値が得られるので、この値を用いる。これらの諸量を (5) 式に代入し、さらに励起空間電荷振動の角周波数  $\omega_q$  には任意の数値を代入していき、しきい値  $E_T$  の計算をパソコンで実行している。計算は、(1) プラズマを導体として、(2) プラズマを誘電体として取り扱う場合の二通りで行っている。これらの計算結果は、図5の理論値の曲線で表されている。

プラズマを導体として取り扱う場合、しきい値が最小になる空間電荷振動の角周波数  $\omega_q$  が静電イオン音波の音速 ( $v_p = (\kappa T/m)^{1/2}$ ) に等しくなっている。また、プラズマを誘電体として取り扱う場合、急峻な V 字形特性を示しているところは、プラズマの角周波数  $\omega_{pe}$  と空間電荷振動の角周波数  $\omega_q$  とが等しくなり、共鳴しているためである。

#### <4. 2> G→A 移行時の励起空間電荷振動電界 $E'_q$ の実測値

ここでは、G→A 移行状態のプラズマ中に励起される空間電荷振動の電界強度  $E'_q$  を求めることにする。ポアソ

ンの式の線形近似式 (1 次の振動項のみを考えた式) は、

$$\nabla \cdot E'_0 = - (e \Delta n_e / \epsilon_0) \quad (9)$$

で表される。  $E'_0$  はレーザの伝播方向である  $z$  方向に平行な 1 次元関数で表わせると仮定するなら、

$$E'_{0z} = (e \Delta n_e / \epsilon_0) \cdot z \quad (10)$$

が得られる。プラズマは電子、イオン、中性ガス分子から成る三成分気体であるので、これら荷電粒子の分極距離  $z$  がデバイ長  $\lambda_D$

$$\lambda_D = (\epsilon_0 k T_e / n_e e^2)^{1/2} \quad (11)$$

に等しいとすると、アーク状放電発生直後の電子密度 ( $n_e = 8.1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ) と電子温度 ( $T_e = 1.8 \times 10^5 \text{ K}$ ) を (11) 式に代入すると、 $\lambda_D = 2.01 \times 10^{-5} \text{ m}$  を得る。この値と G→A 移行状態による電子密度の変化量  $\Delta n_e$  ( $= 3.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ) を (10) 式に代入すると、 $E'_{0z} = 1.97 \times 10^5 \text{ V/m}$  を得る。この値を図 5 上にプロットしたのが  $E_T$  の実測値である。

実測値が理論値よりも大きくなる範囲で、プラズマが印加高周波に対してもまた透過レーザに対しても負のコンダクタンス状態になるので、G→A 移行状態のプラズマを透過してきた He-Ne ガスレーザの光電力は入射電力よりも増大することが可能になる。それゆえ、 $3.5 \times 10^{10} \text{ rad/sec}$  ( $f_0 = 5.57 \times 10^9 \text{ Hz}$ ) よりも低い周波数範囲および  $4.2 \times 10^{10} \text{ rad/sec} < \omega_0 < 6.5 \times 10^{10} \text{ rad/sec}$  ( $6.68 \times 10^9 \text{ Hz} < f_0 < 1.03 \times 10^{10} \text{ Hz}$ ) の共鳴周波数範囲において、増大現象の生じることが分かる。

#### <4. 3> 励起空間電荷振動の測定結果の検討

<4. 2> 節で、透過レーザ光電力を増大させる可能性のある励起空間電荷振動電界の周波数範囲が明らかになった。図 1 の実験装置に示した静電探針を開放状態で使用した場合の振動電圧をスペクトラムアナライザーで周波数分析すると、プラズマ中に励起される空間電荷の周波数成分がわかる。図 2 はスペクトルの全体像を見るために 0~1 GHz の範囲で測定したものである。時間軸の C 点がグロー状からアーク状放電に移行する状態になっていて、印加高周波以外の強い振動が励起されている。振動のスペクトルは低周波側で振幅が大きく、高周波になるほど振幅は小さくなっている。特に、600 MHz 以下の周波数範囲で、大きな振幅の振動が生じている。この周波数範囲は、透過レーザの電力の増大現象が可能になる周波数範囲に含まれている。それゆえ、透過レーザの光電力の増大現象に寄与する空間電荷振動の周波数範囲と G→A 移行時のプラズマ中に励起される振幅の大きな空間電荷振動の周波数範囲は大体一致することが分かる。また、励起されている空間電荷振動の電界強度は約  $2 \times 10^3 \text{ V/cm}$  程度であることが分かった。しかし、図 2 のスペクトル分布を見ると広い周波数範囲で振動が励起されており、これら多くの励起振動と入射レーザが非線形相互作用をしているので、実際透過レーザの光電力の増大現象に寄与する励起空間電荷振動電界の大きさ  $E'_0$  は  $2 \times 10^3 \text{ V/cm}$  よりも小さい数  $100 \text{ V/cm} \sim 1 \times 10^3 \text{ V/cm}$  程度のととなると考えられる。これらの電界強度はデバイ長のオーダーで得られる数値であるから、電圧の大きさは数ボルト程度でよいことになるので、振幅の大きな振動では十分可能な数値であると考えられる。

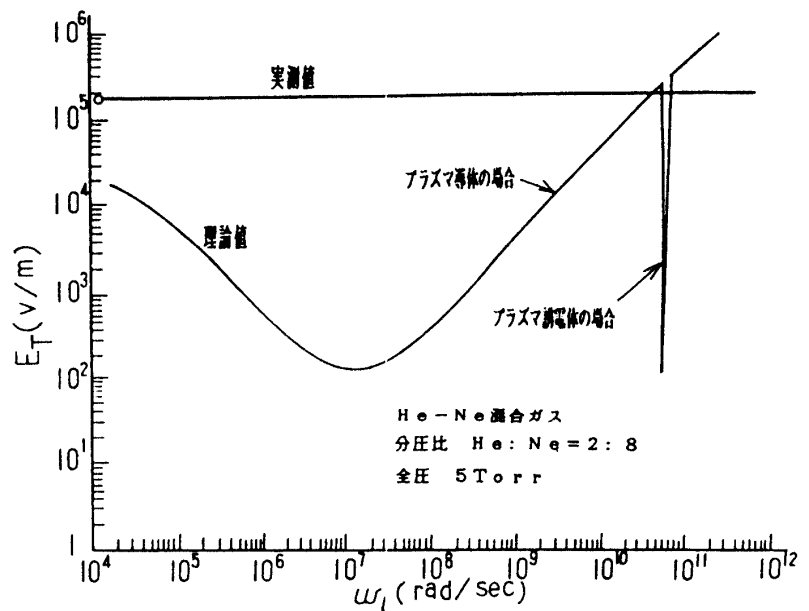


図 5. プラズマの二重不安定性を満足するための、G→A 移行状態プラズマ中に励起される空間電荷振動電界のしきい値  $E_T$  の理論値と実測値の関係

## 5. 結 言

誘導結合型高周波放電がグロー状からアーク状に移行する過渡状態では、高周波に対するプラズマの等価コンダクタンスが負になるため、低周波から高周波にわたる広範囲の周波数領域で振幅の大きな空間電荷振動が励起されている。このような状態のプラズマ中にHe-Neガスレーザを入射し、プラズマを透過してきたレーザ光の電力を測定した結果、約1.1倍電力が増加していることを実験的に確認した。一方、この透過レーザ光電力の増大現象は入射レーザと透過レーザおよび移行時の過渡状態プラズマ中に励起されている空間電荷振動との非線形相互作用によるものと考え、プラズマを自己無撞着場として取扱い透過レーザの分散式を解き、透過レーザの光電力の増大現象が起こる条件を理論的に考察した。この理論式を基に、プラズマが印加高周波電界に対しても、透過レーザに対しても負性コンダクタンス状態（いわゆる、二重不安定性）になるための空間電荷振動電界のしきい値 $E_T$ を理論的に計算し求めた。また、励起空間電荷振動の電界強度を実験的に求めた。これらの結果、励起空間電荷振動の振幅がデバイ長のオーダーで数ボルト程度あれば、透過レーザの光電力を増大させる可能性のあることが分かった。また、二重不安定性を満足させるために必要な空間電荷振動電界の角各周波数 $\omega_0$ の周波数範囲は実験的にG→A移行状態のプラズマ中に励起されている振幅の大きな空間電荷振動の角周波数 $\omega_0$ の範囲と大体一致することが分かった。

本研究は、福井工業大学特別研究費制度で行われたことを明記し、深く感謝致します。また、終始有益なご助言を頂きました関西大学工学部電子工学科教授高元曄夫博士に感謝の意を表します。また、実験に協力頂きましたプラズマ研究室の卒研生の諸氏に感謝します。

## 参 考 文 献

- 1) 長濱、高元 : 核融合研究、61巻4号(1989)、258
- 2) 長濱、高元 : 電気関係学会北陸支部連合大会、A-64、(1992)
- 3) 長濱、是安 : 福井工業大学研究紀要、第25号、第一部(1994)、2
- 4) 長濱、福村、高元 : 電気学会論文誌、A-108巻、2号(1988)、51

(平成7年12月5日受理)