

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1)

長 濱 治 男*・是 安 博 之**

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

Haruo NAGAHAMA Hiroyuki KOREYASU

Usually, He-Ne laser powers passed through conductive plasmas made with inductively coupled R.F. discharges are reduced for Thomson scattering effect. But, it has been observed experimentally that transmitted laser powers through transient stages at the transitions from weak glow-like to intense arc-like R.F. discharges are increased. Further in this transitional stage many kinds of space charge oscillations are excited in the R.F. plasmas.

In this paper, it will be proved theoretically that this laser amplification is caused by nonlinear interactions between the incident laser with the space charge oscillations excited at the transient stages.

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 σ が負になる。この不安定性のためにプラズマ中の高周波電界の振幅が増幅され、この強い電界により電離が促進される結果、アーク状放電に移行する。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¹⁾。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。

この透過レーザ光電力の増加現象は、(1)プラズマは空間電荷振動に対して負性コンダクタンス状態をとるとともに(2)透過レーザ光に対してもプラズマは負性コンダクタンス状態をとると言う二重の不安定性を持つ時、一種の増幅回路として機能しているプラズマ等価回路を通じて高周波電源の電力がHe-Neガスレーザに与えられるためであると考えた。そして、この考えに基づき、入射レーザと空間電荷振動の2つのエネルギー供給源がある場合の透過レーザの不安定性問題として取扱い、透過レーザの分散式を解き、透過レーザ光の電力の増加現象が生じる条件を検討した。

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 ϕ 、長さ800 mmの石英ガラス管で両端を光学ガラス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 ϕ の軟銅パイプを外径35 mm ϕ 、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、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るとともに、電力の増加率を計算させている。また、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。

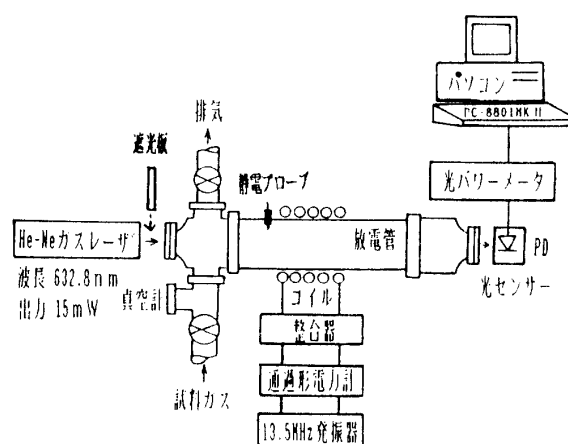


図1. 実験装置

実験を行う前に真空系を油拡散真空ポンプにて 10^{-6} Torr (1.33×10^{-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する。直ちにレーザを入射し、無放電状態のプラズマを透過したレーザの透過電力を計測し、これをレーザの入射電力 P_i とする。レーザ光を遮光した後、G→A移行状態のプラズマが発生するように高周波発振器を動作させ、放電光の電力 P_d を計測する。すぐに遮光板をはずし、レーザを入射させプラズマを透過してきたレーザの透過電力 P_t を計測する。そして、 $(P_t - P_d) / P_i$ を増加率と定義し、パソコンにて計算を行っている。なお、本実験で使用しているHe-Neガスレーザは内部ミラー型であるので、スイッチの投入とともにレーザ管が放電による発熱のため熱膨張をし、封着されているミラー間隔が微小変動する。この結果、レーザの出力がスイッチの投入とともに時間的に変動するという特性がある。このため、実験開始前には、レーザ出力の時間変化をペンレコーダで記録し、出力が安定したことを確認してから実験を行っている。平均して、実験開始2時間前にはレーザの電源スイッチを入れている。

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、三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0~1 GHzの範囲で測定している。このため、13.5 MHzの印加高周波は周波数0付近の大きな振幅として現れている。

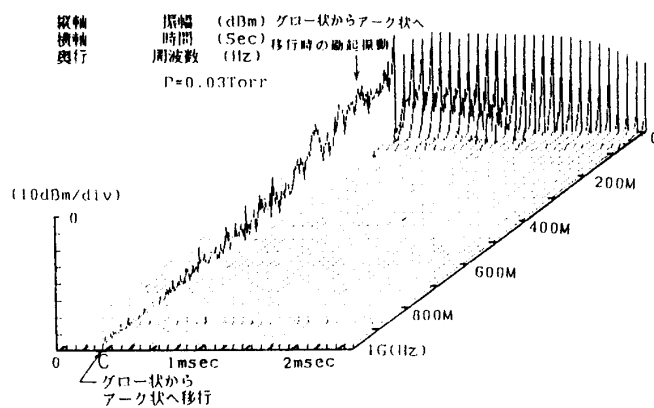


図2. 励起振動の振幅、周波数、時間分布

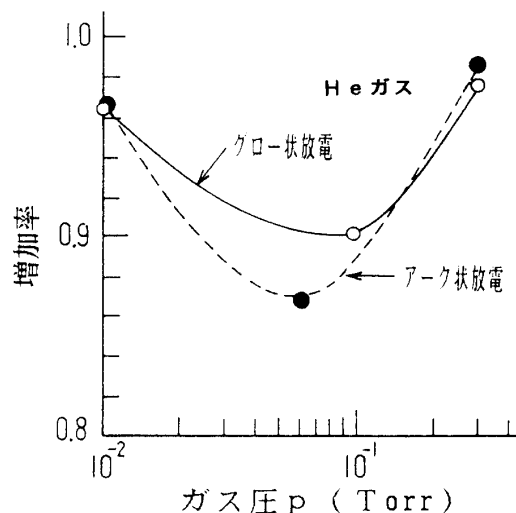


図3. 透過レーザ光の増加率とガス圧の関係 (定常放電の場合)

放電状態がグロー状からアーク状へ移行する過渡状態では、広い周波数帯域で振動が生じており、特に600MHz以下の低い周波数範囲で、大きな振幅の振動が生じていることが分かる。

図3は、定常的なグロー状放電とアーク状放電における透過レーザ光の電力の増加率とガス圧の関係の測定結果である。両者の放電状態では、プラズマを透過してきたレーザ光の電力の増加率は1よりも小さくなっている。また、グロー状放電の場合の増加率はアーク状放電の場合のそれよりも大きいことが分かる。このことは、電離度の低いグロー状放電では、電子密度およびイオン密度が小さいため、これらの荷電粒子により散乱されるレーザ光が少なくなる結果、プラズマ粒子による散乱損失が少なくなるので、透過レーザ光の電力が多くなると考えることができる。電磁波がプラズマ中に入射すると、中性粒子による散乱や荷電粒子による散乱が起こることはよく知られている²⁾。本実験結果から、この散乱現象はトムソン散乱であると考えられる。

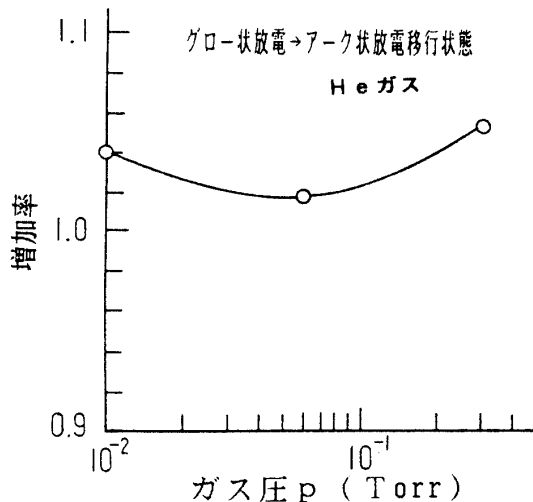


図4. 透過レーザ光の増加率とガス圧の関係 (G→A移行の場合)

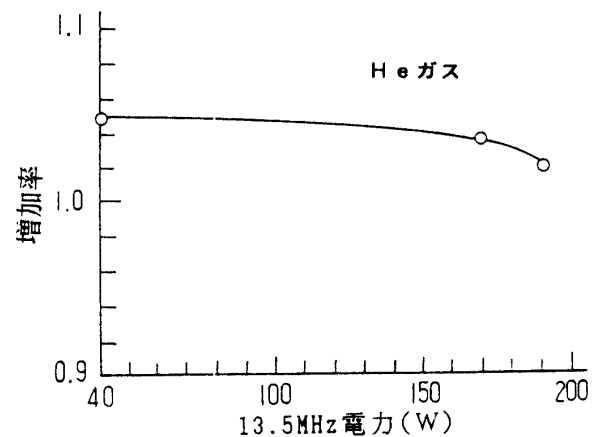


図5. 透過レーザ光の増加率と13.5MHz電力の関係 (G→A移行の場合)

図4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り、放電状態がグロー状からアーク状に移行する過渡状態のプラズマにレーザを入射し、G→A移行状態のプラズマを透過してきたレーザ光の電力の増加率とガス圧の関係を測定した結果である。G→A移行状態では、増加率は1よりもわずかであるが大きくなり、最大で1.06である。また、図5は、G→A移行状態のプラズマが生じるように13.5MHz発振器の電力を調整して、透過レーザ光の電力と13.5MHz電力の関係を測定した結果である。G→A移行状態のプラズマを透過してきた透過レーザ光の電力は入射レーザのそれよりも増加し、増加率は1よりも大きくなっている。このように、散乱波である透過レーザ光の電力が入射レーザ光の電力よりも大きくなるためには、散乱過程に何等かの増幅機構が含まなければならない。実験結果で示したように、G→A移行状態のプラズマ中を透過してきた透過レーザ光だけに電力の増加現象が実験的に確認された。G→A移行状態のプラズマと定常的グローおよびアーク状放電プラズマの相違は、プラズマ中に大きな振幅の振動が励起されているか、いないかである。G→A移行状態のプラズマ中に大きな振幅の振動が励起されている場合を考慮して、次章で透過レーザ光の電力の増加現象について理論的考察を行う。

4. 透過光レーザパワー増加現象の理論的考察

透過レーザ光の電力の増加現象は実験結果を総合的に考慮すると次のように考えられる。放電状態がグロー状からアーク状放電に移行するとき、プラズマのコンダクタンスが負になる不安定性が生じるために、高周波電源の電力がプラズマ中に励起されている空間電荷振動に与えられる。この状態のプラズマ中にレーザを入射すると、励起空間電荷振動とレーザとの間に非線形相互作用が生じるとき、空間電荷振動のエネルギーが透過レーザ光に伝達されるようになるため、G→A移行状態のプラズマ中を透過してきた透過レーザ光の電力が増加されるようになる。つまり、①プラズマは空間電荷振動に対して負性コンダクタンス状態でないといけな。②プラズマは透過レーザ光に対しても

負性コンダクタンス状態でないといけない、という二重不安定性を持つとき、一種の増幅回路として機能しているプラズマ等価回路を通して高周波電源の電力がレーザに与えられたため、透過レーザ光の電力に増加現象が生じると考えている。

図6は、透過レーザ光の電力増加現象の理論的考察に用いるモデル図である。この図の座標軸で入射レーザ光の電界、磁界、伝播定数をそれぞれ E_{ix} 、 H_{iy} 、 k_i とし、 $\exp j(\omega_i t - k_i z)$ で伝播する平面波を仮定する。同様に透過レーザ光は E_{tx} 、 H_{ty} 、 k_t で、 $\exp j(\omega_t t - k_t z)$ で表す。また、プラズマ中の励起振動の内、入射レーザと相互作用すると考えられるレーザの伝播方向と平行方向の成分を持った振動電界を E_{iz} とし、その振動を $\exp j\omega_i t$ で仮定している。

透過レーザ光の電力が増加するためには、入射レーザ光のエネルギーはそのまま透過レーザ光に与えられ、かつプラズマ中の励起振動からもエネルギーを得なければならない。それゆえ、エネルギーの供給源は入射レーザ光とプラズマ中の励起振動の2つである。このことを組み入れるために、透過レーザ光の電界 E_t に対する電子の運動方程式の中に入射レーザ光とプラズマ中の励起振動の非線形結合の項を入れると、透過レーザ光の電界 E_t により加速される電子の運動方程式は、

$$m(\partial v_i / \partial t) + m(v_i \cdot \nabla)v_i = -eE_i - e(v_i \times B_i) - \nu m v_i \quad (1)$$

となる。ここで、 v_i は入射レーザ光の電界 E_i により加速される電子速度、 v_i は励起振動電界 E_i により加速される電子速度である。 v_i 、 v_i はそれぞれ次の方程式で与えられる。

$$m(\partial v_i / \partial t) = -eE_i - \nu m v_i \quad (2)$$

$$m(\partial v_i / \partial t) = -eE_i - (n_0 e^2 / \epsilon_0) r_i - \nu m v_i \quad (3)$$

ここで、 ν はガス分子と電子との弾性衝突周波数であり、(3)式右辺第2項はプラズマ中の荷電粒子による分極項である。(2)式、(3)式を解くとそれぞれ、

$$v_i = -\frac{e}{m} \left(\frac{\nu}{\nu^2 + \omega_i^2} - j \frac{\omega_i}{\nu^2 + \omega_i^2} \right) E_i \quad (4)$$

$$v_i = -\frac{e}{m} \left(\frac{\nu}{\nu^2 + x^2} - j \frac{x}{\nu^2 + x^2} \right) E_i \quad (5)$$

を得る。ただし、 x は

$$x = (\omega_i^2 - \omega_{pe}^2) / \omega_i \quad (6)$$

である。一方、(1)式中の B_i はMaxwell の電磁方程式

$$\nabla \times E_i = -\partial B_i / \partial t \quad (7)$$

より、 E_i に変換する。(1)式に(4)式(5)式および(7)式を代入して解くと、 v_t は

$$v_{tx} = -\frac{e}{m} \frac{1}{\nu^2 + \omega_i^2} \{ (\nu + \nu A + \omega_i B) - j(\omega_i + \omega_i A - \nu B) \} E_{ix} \quad (8)$$

を得る。

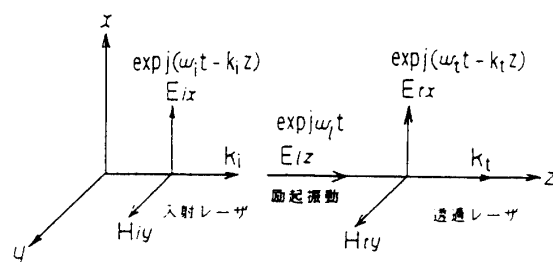


図6. 理論的考察に用いるモデル図

ただし、 A 、 B は

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{ek_i}{2m} \left\{ -\frac{\nu(\omega_i \pm x)}{(\omega_i^2 + \nu^2)(x^2 + \nu^2)} + \frac{\nu}{\omega_i(x^2 + \nu^2)} \right\} \frac{E_{ix} \cdot E_{iz}}{E_{ix}} \\ B &= \frac{ek_i}{2m} \left\{ \frac{(\pm \omega_i x - \nu^2)}{(\omega_i^2 + \nu^2)(x^2 + \nu^2)} + \frac{x}{\omega_i(x^2 + \nu^2)} \right\} \frac{E_{ix} \cdot E_{iz}}{E_{ix}} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

である。また、式中の \pm はビート波に対応し、複合同順の取扱をする。(8)式をオームの法則の一般式

$$J_{ix} = -en_0 v_{ix} = \sigma_t E_{ix} \quad (10)$$

に代入すると、透過レーザ光に関する複素導電率 σ_t は

$$\left. \begin{aligned} \sigma_t &= \sigma'_t - j\sigma''_t \\ \sigma'_t &= \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu^2 + \omega_i^2} (\nu + \nu A + \omega_i B) \\ \sigma''_t &= \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu^2 + \omega_i^2} (\omega_i + \omega_i A - \nu B) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

となる。ただし、 σ_t はコンダクタンスである。

透過レーザ光の電力増加現象の有無を検討するためには、透過レーザ光の分散式を導出し、分散式から不安定性が生じるかどうかを調べなければならない。プラズマは自己無撞着場であるから、分散式は線形化された運動方程式、Maxwell の電磁方程式を連立させ、荷電粒子の運動と電磁界とを結合させて統一的に解くことにより、得ることができる³⁾。Maxwell の電磁方程式

$$\begin{aligned} \nabla \times H &= J + (\partial D / \partial t) \\ \nabla \times E &= -\partial B / \partial t \end{aligned} \quad (12)$$

より、透過レーザ光の波動方程式として

$$\nabla^2 E_t = \epsilon_0 \mu_0 (\partial^2 E_t / \partial t^2) + \sigma_t \mu_0 (\partial E_t / \partial t) \quad (13)$$

が得られる。ただし、 c は光速である。図6で透過レーザ光は $\exp j(\omega_t t - k_t z)$ で伝播していると考えているので、この式を用いて(13)式右辺を解く一方、(13)式左辺 $\nabla^2 E_t$ は直交座標系を用いて解くことから、透過レーザ光の分散式

$$\omega_t^2 - j\mu_0 \sigma_t c^2 \omega_t - k_t^2 c^2 = 0 \quad (14)$$

が得られる。ただし、光速 $c = (1 / \epsilon_0 \mu_0)^{1/2}$ である。(14)式を ω_t についての式に書き替えると、

$$\omega_t = \frac{1}{2} \left[j \frac{\sigma_t}{\epsilon_0} \pm \left(-\frac{\sigma_t^2}{\epsilon_0^2} + 4k_t^2 c^2 \right)^{1/2} \right] \quad (15)$$

になる。もし、 $4k_t^2 c^2 \gg |\sigma_t^2| / \epsilon_0^2$ の条件が成立する時、 ω_t は

$$\omega_t \simeq k_t c + j(\sigma_t / 2\epsilon_0) \quad (16)$$

になる。また、反対に $|\sigma_t^2| / \epsilon_0^2 \gg 4k_t^2 c^2$ の条件が成立する時、 ω_t は

$$\omega_t \simeq j(\sigma_t / \epsilon_0) \quad (17)$$

になる。今、透過レーザ光の角周波数 ω_t を

$$\omega_t = \omega'_t + j\omega''_t \quad (18)$$

なる複素数で表すと、(16)、(17)式から ω_t の虚数成分 ω''_t は、

$$\sigma'_t/2\epsilon_0 < \omega''_t < \sigma'_t/\epsilon_0 \quad (19)$$

の範囲の値をとることが分かる。本章初めで述べた二重不安定性の内、プラズマが透過レーザ光に対しても負性コンダクタンス状態

$$\sigma'_t \leq 0 \quad (20)$$

になるならば、(19)式から

$$\omega''_t \leq 0 \quad (21)$$

になることが分かる。透過レーザ光の伝播は、

$$\exp j(\omega_t t - k_t z) \quad (22)$$

で表しているので、(22)式に(18)式を代入すると、

$$\exp(-\omega''_t t) \cdot \exp j(\omega'_t t - k_t z) \quad (23)$$

を得る。(21)式を(23)式に代入すると、(23)式の振幅は時間的に $\exp(-\omega''_t t)$ にて増加していくことが分かる。それゆえ、透過レーザ光の振幅が成長する条件は(11)、(20)式から

$$-\frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu^2 + \omega_t^2} (\nu + \nu A + \omega_t B) \leq 0 \quad (24)$$

となる。振幅の増加する現象がいつまでも続くかという、続かない。つまり、(24)式の左辺が0になるまで増加現象は継続するが、負性コンダクタンスが抑制され、左辺が0になってしまうと、増加現象は終わってしまう。

以上述べたように、プラズマが①印加高周波に対しても、②透過レーザ光に対しても同時に負性コンダクタンス状態になる(二重不安定性をとる)とき、プラズマは等価的に能動回路となって、高周波電源からプラズマ中に励起される静電振動を通してレーザへ電力が供給されるため、G→A移行状態のプラズマ中を透過してきたレーザ光の電力が増加される可能性のあることが分かる。

5. 結 言

誘導結合型高周波放電がグロー状からアーク状放電へ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、多くの種類の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が分かった。この実験結果に基づき、透過レーザ光の電力の増加現象は入射レーザと透過レーザおよび空間電荷振動との非線形相互作用によるものであると考え、プラズマを自己無撞着場として取り扱い理論的考察を行った。この結果、プラズマが印加高周波に対して負性コンダクタンス状態になるとともに、透過レーザに対しても負性コンダクタンス状態をとる場合には、G→A移行状態のプラズマを透過してきたレーザ光の電力が増加する可能性のあることが

分かった。別の機会に、プラズマが透過レーザに対しても負性コンダクタンス状態になるための、励起振動の電界強度のしきい値を算出し、実験結果をより一層論証していきたい。

本研究は、福井工業大学特別研究費制度で行われたものであることを明記し、深く感謝致します。また、終始有益なご助言、ご指導頂きました関西大学工学部電子工学科教授高元暉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本学電気工学科プラズマ実験室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) 関口 ：現代プラズマ理工学、オーム社(昭和57年)229
- 3) 高元 ：気体電子工学、玄文社(1989)69

(平成6年12月7日受理)