

エキシマレーザにより生成した 高圧力プラズマの後方成長の解析

Analysis of Backward Development Process of High Pressure Argon Plasma Produced by Irradiation of Excimer Laser

山田 諄*, 津田紀生**
Jun YAMADA, Norio TSUDA

Abstract When a high pressure argon gas was irradiated by a focused XeCl excimer laser light, a hot and dense plasma was produced. The dense plasma produced at the focal spot developed not only backward but also forward to the focal spot. The backward development process of plasma was analyzed. It was calculated on basis of the breakdown wave and the radiation supported shock wave mechanisms, and agreed with the experimental one. At high pressures, the breakdown wave is dominant, while the radiation supported shock wave is predominant at low pressure.

1. はじめに

可視光域で発振するルビーやガラス等のQスイッチレーザの発達により、パルス光の高電界による絶縁破壊に関する研究が数多く行われている。今まで我々の研究室では、可視光域で発振するルビーレーザを高圧力アルゴンガス中に集光照射した時に生成されるレーザプラズマの成長機構⁽¹⁾⁽²⁾と、その応用としてレーザプラズマブリッジ・ギャップスイッチ⁽³⁾を研究してきた。レーザプラズマブリッジ・ギャップスイッチは、高電圧、大電力の高速スイッチとして極めて有望である。レーザプラズマブリッジ・ギャップスイッチを考えた場合、レーザ光によって生成されたプラズマは成長速度、電子密度や温度だけでなくプラズマ長も重要なパラメータの一つとなる。しかし、紫外光域で発振するレーザを用いた高圧力レーザプラズマの研究は、現在までほとんど行われておらず、その物性について興味もたれる。そこで紫外光領域で効率良く発振するXeClエキシマレーザを高圧力アルゴンガス中に集光照射してプラズマを生成したところ、可視光の場合と異なり

焦点後方ばかりでなく焦点前方にも高速で生成することが分かった。ここで焦点後方とは集光レンズの焦点からレーザ装置に向かう方向を、焦点前方とは焦点を越えてレーザ装置から離れる方向を示す。

本論文では、紫外線レーザを高圧力アルゴンガス中に集光照射した場合、主に焦点後方に生成されるプラズマの成長過程の様子について解析し実験結果と比較検討したので、その結果について報告する。

2. レーザプラズマの成長機構

レーザ光を高圧力気体中に集光して生成したプラズマはレーザ光のライトコーン内において成長する。レーザ光のライトコーンとは焦点を頂点とする円錐形のビームを表す。集光レンズの焦点から距離Xの場所におけるレーザ光の半径は図1で表されるように、水平方向では $r_{\parallel} + X \tan \alpha$ 、垂直方向では $r_{\perp} + X \tan \beta$ で表される。

ここで α 、 β はレーザ光のライトコーン内における水平及び垂直方向の拡がり角を表し、 $\alpha = 7.74^\circ$ 、 $\beta = 16.65^\circ$ である。 r_{\parallel} 、 r_{\perp} は焦点における水平及び垂直方向の半径で $r_{\parallel} = 40 \mu\text{m}$ 、 $r_{\perp} = 60 \mu\text{m}$ 、X

*愛知工業大学 電子工学科

**同大学院生

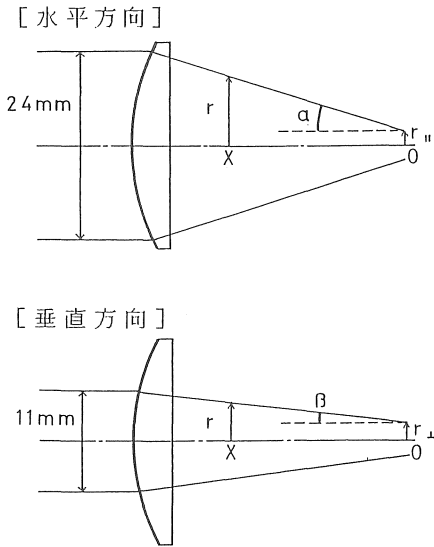


図1 集光ビーム

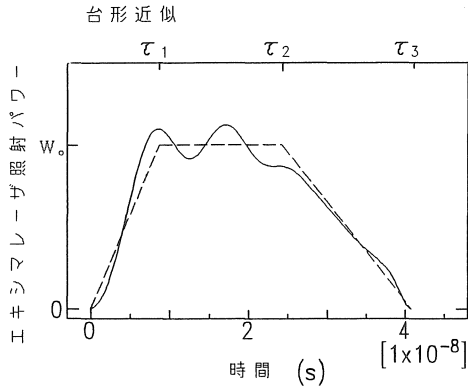


図2 レーザパルスの台形近似

は焦点から焦点後方への距離を表している。

エキシマレーザー光のパルス波形は図2の実線で示すように複雑な形をしている。そこで、まずエキシマレーザーのパルス波形を図中の破線のように立ち上がりとしち下がり時間の異なる台形を用いて近似した。レーザーパルスを表すと次のようになる。

$$W(t) = W_0(t/\tau_1) \quad (0 \leq t \leq \tau_1) \quad \dots(1)$$

$$W(t) = W_0 \quad (\tau_1 < t \leq \tau_2) \quad \dots(2)$$

$$W(t) = W_0(-t + \tau_3)/(\tau_3 - \tau_2) \quad (\tau_2 < t \leq \tau_3) \quad \dots(3)$$

ここで W_0 はレーザーパルスの台形近似のピーク値を表し、 $\tau_1 = 8.7(\text{ns})$, $\tau_2 = 24.2(\text{ns})$, $\tau_3 = 40.8(\text{ns})$ である。

レーザーパルスの時間変化はプラズマの成長に影響すると考えられる。よって、エキシマレーザーのパルス波形をより正確に近似するため、三つの関数式で近

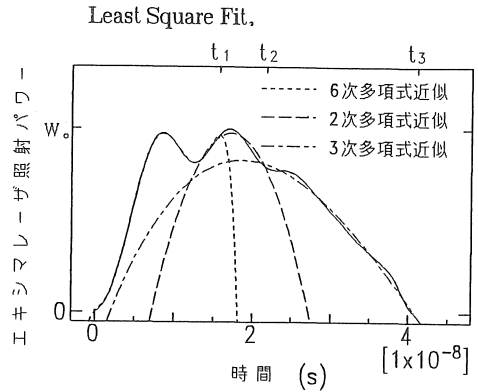


図3 レーザパルスの最小二乗近似

似した。図3の点線, 破線, 一点破線はこれらの関数式との対応を表している。

$$W(t) = W_0(a_6 t^6 + a_5 t^5 + a_4 t^4 + a_3 t^3 + a_2 t^2 + a_1 t + a_0) \quad (0 \leq t \leq t_1) \quad \dots(4)$$

$$W(t) = W_0(b_2 t^2 + b_1 t + b_0) \quad (t_1 < t \leq t_2) \quad \dots(5)$$

$$W(t) = W_0(c_3 t^3 + c_2 t^2 + c_1 t + c_0) \quad (t_2 < t \leq t_3) \quad \dots(6)$$

ここで t_1 , t_2 は二つの関数式の交点を、 t_3 はレーザーパルスの終了時間を示す。 t_1, t_2, t_3 の値はそれぞれ $t_1 = 14(\text{ns})$, $t_2 = 22(\text{ns})$, $t_3 = 40.8(\text{ns})$ である。 W_0 はレーザーパルスのピーク値を、 a, b, c は定数を表す。

2.1 radiation supported shock waveによる成長

radiation supported shock waveによるプラズマの後方成長の様子を説明するためのモデルを図4に示す。

レーザー光を高圧力気体中に集光照射すると焦点において破壊が起こりプラズマが生成され、その後すぐにレーザー光のエネルギーをプラズマが吸収して急激に加熱され、焦点から球状のshock waveの形で膨張が起こる。しかし高圧力中のため、プラズマは周囲の原子と衝突してエネルギーを失う。このため、レーザー光によりエネルギーが供給される焦点後方のみshock waveの形で膨張が持続する。shock waveの先頭は、焦点の前方と後方の両方に成長するが、レーザー光は焦点後方のshock waveの先頭部分で吸収や反射され、焦点前方にほとんど達しない。このためプラズマは焦点後方のみ成長する。この流体力学的成長機構をradiation supported shock waveと言う。

radiation supported shock waveの成長速度 V_r

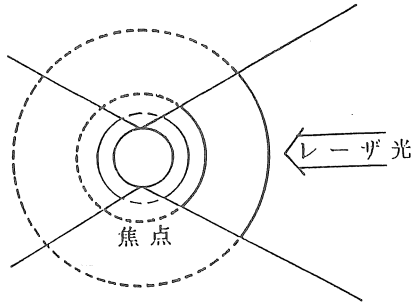


図4 radiation supported shock wave

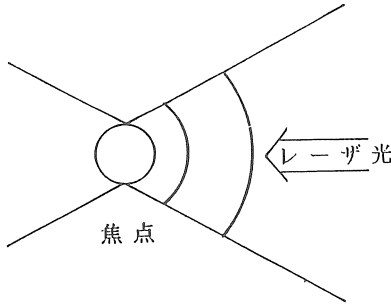


図5 breakdown wave

はレーザー光がshock waveの先頭部分で吸収される単位時間あたりのエネルギーをdetonation waveにおける反応エネルギーで置き換えることにより次式で表される。⁽⁴⁾

$$V_r = \left(\frac{2(\gamma^2 - 1)W(t)K_a}{\pi(r_{\parallel} + X \tan \alpha)(r_{\perp} + X \tan \beta)m_g n_g} \right)^{1/3} \quad \dots(7)$$

上式において γ は比熱比、 m_g は原子の質量(kg)、 n_g は原子密度(m^{-3})、 W はレーザー光パワー(W)、 K_a は吸収係数を表している。計算は $\gamma = 5/3$ 、 $K_a = 1$ と仮定して行った。

レーザーパルス波形の近似に台形近似を用いたときの成長速度は式(7)に式(1)~式(3)を代入した。また最小二乗近似を用いて三つの関数式で近似した場合は同様に式(7)に式(4)~式(6)を代入して計算した。

radiation supported shock waveによって焦点後方に成長するプラズマ長は、ガスの絶縁破壊時刻からレーザーパルスの終了時刻までそれぞれ数値積分して求めた。

2・2 breakdown waveによる成長

breakdown waveによるプラズマの焦点後方への成長を説明するためのモデルを図5に示す。

breakdown waveは、もしレーザーパワーがピークに

達する前に焦点において絶縁破壊が起きたとするとレーザーパワーが高くなるにつれて電離可能な領域が広くなり、絶縁破壊が起こる領域がライトコーン内で焦点後方に広がってゆくという機構である。よって、breakdown waveはradiation supported shock waveのようなプラズマの運動に伴う成長機構ではなく、破壊の遅れを表す成長機構である。

breakdown waveにおけるプラズマの成長速度は、電離が衝突電離によるカスケード過程により起こるものとして計算する。レーザー光が照射されている間の電子密度 n_e の時間変化は次式で表される。

$$n_e = n_{e0} \exp \int_0^t \nu_i dt \quad \dots(8)$$

ここで n_{e0} は初期電子密度(m^{-3})、 ν_i は衝突電離周波数(s^{-1})で単位時間内に吸収されたエネルギーを電離に必要な光子エネルギーで割ったもので与えられる。

$$\nu_i \approx \frac{\sigma_{en} W(t) n_g}{\pi (r_{\parallel} + X \tan \alpha) (r_{\perp} + X \tan \beta) N h \nu} \quad \dots(9)$$

σ_{en} は中性原子の場合における逆制動放射による光子の吸収係数⁽⁵⁾、 N は電離に必要な光子数、 $h\nu$ は光子のエネルギーを表す。

電子密度が初期原子密度 n_g の δ 倍になった時刻を t' とすると次式で書き表される。

$$n_{e0} \exp \int_0^{t'} \nu_i dt = \delta n_g \quad \dots(10)$$

式(9)と式(10)より、焦点における絶縁破壊が起こるまでの衝突電離の回数が、焦点から距離 X の場所における衝突電離の回数と等しいと仮定すると次式で書き表される。

$$\begin{aligned} & \int_0^{t'} \nu_i dt \\ &= \int_0^{t'} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{N h \nu \pi (r_{\parallel} + X \tan \alpha) (r_{\perp} + X \tan \beta)} dt \\ &= \int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{N h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}} dt = \ln \left(\frac{\delta n_g}{n_{e0}} \right) \quad \dots(11) \end{aligned}$$

ここで δ は電離度を表し、 t_b は集光レンズの焦点において絶縁破壊が起こった時刻を表す。

式(11)を解くと次の X の二次方程式が得られる。

$$\begin{aligned} X^2 + X \frac{(r_{\parallel} \tan \beta + r_{\perp} \tan \alpha)}{\tan \alpha \tan \beta} \\ + \frac{r_{\parallel} r_{\perp}}{\tan \alpha \tan \beta} (1 - P(t)) = 0 \quad \dots(12) \end{aligned}$$

この方程式を X について解き、その解を t で微分するとbreakdown waveの成長速度は、次式で書き表される。

$$V_b = \frac{P'(t)}{4} \left(\frac{4r_{\parallel}r_{\perp}}{\tan\alpha \tan\beta} \right)^{1/2} \times \left(\frac{(r_{\parallel} \tan\beta + r_{\perp} \tan\alpha)^2}{4r_{\parallel}r_{\perp} \tan\alpha \tan\beta} (1 - P(t)) \right)^{-1/2} \dots(13)$$

ここでP(t)はレーザパルスの時刻t及びt_bまでのエネルギーの比を表し、P'(t)はP(t)を時間微分したものである。

$$P(t) = \int_0^t W(t)dt / \int_0^{t_b} W(t)dt \dots(14)$$

breakdown waveによって焦点後方に成長するプラズマは、電離度δ=0.1, 初期電子密度n_{e0}=1と仮定して行った。

レーザパルス波形の近似に台形近似を用いたときの成長速度は先程と同じように式(13)に式(1)~式(3)を代入した。また最小二乗近似を用いて三つの関数式で近似した場合も同様に式(13)に式(4)~式(6)を代入して計算した。

breakdown waveによって焦点後方に成長するプラズマ長は、ガスの破壊時間からレーザパルスの終了時までそれぞれ数値積分して求めた。

次に、プラズマが同時に二つの成長機構で焦点後方に成長していくような場合を考えた。radiation supported shock waveによる成長速度V_rは、焦点からの距離と時間の関数であり、breakdown waveによる成長速度V_bは、時間のみの関数である。そこで焦点後方に同時に二つの機構で成長するプラズマ長は、レーザパルスを微小時間dt=0.01(ns)に分割しその時刻における速度Vを求め、dtとその時刻における速度からプラズマ長Xを求めた。

3. 焦点後方プラズマ長の計算結果及び検討

3・1 焦点後方プラズマの成長の様子

今回実験に使用したエキシマレーザは媒質にXeClを用いたため波長308nm、最大パワー17MWでパルス発振し、レーザパルスの半値幅は30ns、レーザ光のスペクトルの半値幅は3.6nmである。実験ではエキシマレーザを単発パルスで発振させた。プラズマの発光の様子は、光軸と直角方向の窓から200~850nmに分光感度を持つストリークカメラ(浜松ホトニクス社製 C2830)を用いて観測した。

焦点後方プラズマのストリーク像と理論計算によるプラズマ成長の様子を同じスケールで比べたものを図6に示す。この図で滑らかな曲線は、計算値を

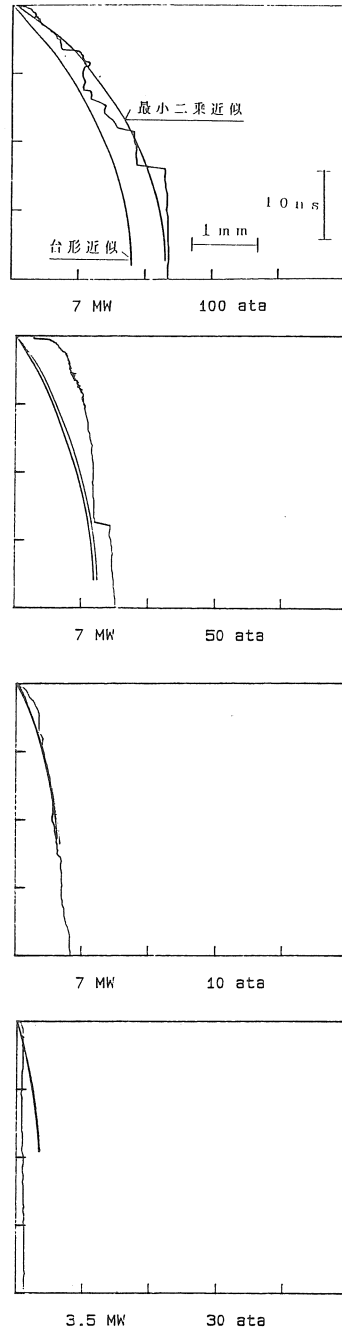


図6 焦点後方へのプラズマ成長の様子
表す。図より圧力やレーザパワーが低い時、後方成長の様子はレーザパルスの近似方法によってさほど違わないことが分かる。しかし、圧力やレーザパワーが高い時は、レーザパルスを台形で近似した計算結果よりも、最小二乗近似で計算した結果の方が成長過程の様子が実験結果に近いことがわかる。これは焦点後方のプラズマ成長がレーザ光のパルス波形

に依存するためである。よって焦点後方プラズマの成長の様子を計算するには、最小二乗近似を用いて三つの関数式で細かくレーザパルス波形を近似した式を用いた方が良いと言える。よって今後の計算は、より正確にレーザパルス波形を近似できる最小二乗法で近似した近似式を用いて行うことにした。

breakdown wave又はradiation supported shock waveによる成長が支配的な高圧力や低圧力の領域における焦点後方プラズマの成長の様子は理論計算結果と非常に良く一致した。しかし、二つの成長機構によるプラズマ長がほぼ等しい中間の圧力において、計算による成長の様子は実測値と比べて少し小さくなった。これは今までradiation supported shock waveとbreakdown waveを完全に独立したメカニズムであると考え、単に加えて計算したためによるものと考えられる。しかし、二つの機構による成長速度が同じ程度の時、プラズマ中の高速電子の一部が速く膨張し、それが種となってカスケード電離が成長し、そのため二つの機構がカップリングし、少し速く成長するためでないかと思われる。

しきい値付近のレーザパワーで生成されたプラズマの計算結果は実測値よりも大きくなった。今回の理論計算では、レーザパルスの半値幅が約30 nsと短いためプラズマの損失過程は考慮に入れなかった。しかし、しきい値付近のレーザパワーではプラズマが生成されるまでに時間がかかり、半径方向への拡散損失や再結合損失が無視できなくなるためによるものと考えられる。

焦点後方プラズマの成長は最初高速に成長するが、レーザ光の照射中に時間と共に遅くなっている。これは、レーザ光をレンズで集光するため、後方にプラズマが成長してくるとプラズマ半径が大きくなり電離可能な領域が大きくなり絶縁破壊に時間がかかるため成長速度が遅くなると考えられる。

3・2 焦点後方プラズマの圧力依存性

焦点後方に生成されるプラズマの圧力依存性を調べるため、三通りの成長機構で計算した結果を図7に示す。図より、破線はbreakdown waveのみで、一点鎖線はradiation supported shock waveのみで後方に成長すると仮定して計算したプラズマ長を示し、実線は同時に二つの成長機構でプラズマが焦点後方に成長するとして計算したプラズマ長をそれぞれ示す。breakdown waveのみで焦点後方に成長したプラ

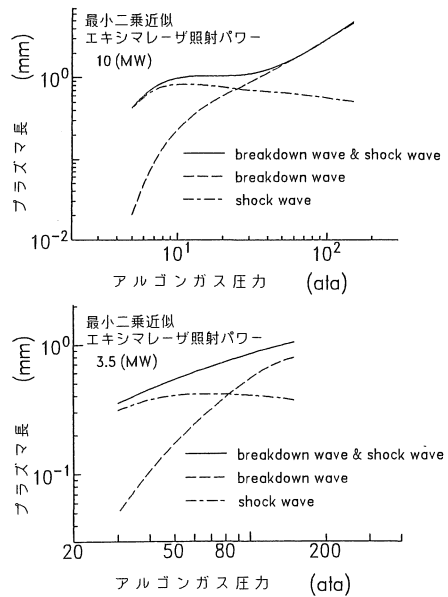


図7 三通りの成長機構の圧力依存性

ズマ長は圧力の増加と共に長くなって行くことが図より分かる。これは、圧力が高くなると逆制動放射によるレーザ光の吸収が効率良く行われ、衝突電離周波数が大きくなり、気体の破壊時間が短くなるためである。一方、radiation supported shock waveのみで焦点後方に成長したプラズマ長は、圧力が高くなると短くなる。これは、radiation supported shock waveによる成長が実際のプラズマ運動のため、高圧力になるとその運動が抑制され成長速度 V_r が小さくなるためであると考えられる。同時に二つの機構で成長したプラズマは、低圧力ではradiation supported shock waveが支配的であり、高圧力ではbreakdown waveが支配的なため、数気圧から数十気圧の範囲ではほぼ一定の長さが得られた。図よりレーザパワーが低くなるとbreakdown waveで成長したプラズマ長がradiation supported shock waveで成長したプラズマ長より長くなる圧力が高圧力側に移動していることが分かる。

breakdown waveのみで又はradiation supported shock waveのみで成長するプラズマ長が等しくなった時、即ち図7の破線と一点鎖線の交点の圧力をレーザパワーに対してプロットしたものを図8に示す。図よりレーザパワーが高くなると二つの成長機構の交点の圧力が低くなり、ほぼ傾き1で減少している。

3・3 焦点後方プラズマのレーザパワー依存性

次にプラズマのレーザパワー依存性を調べるため、

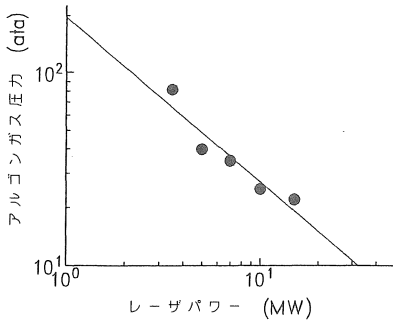


図8 二つの成長機構のプラズマ長が等しくなる圧力のレーザーパワー依存性

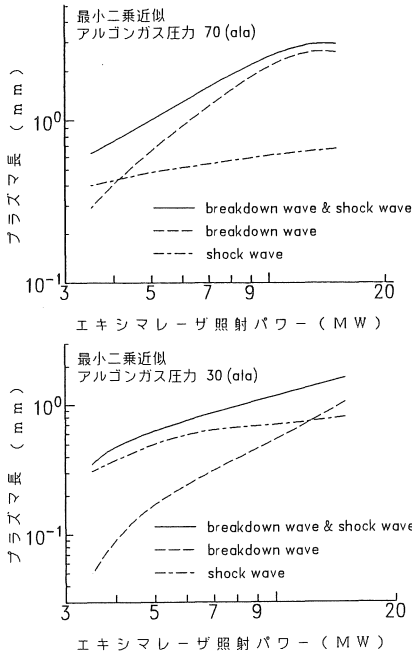


図9 三通りの成長機構のレーザーパワー依存性
レーザーパワーに対するプラズマ長を先程と同じように三通りの成長機構について計算した結果を図9に示す。図よりbreakdown waveのみで焦点後方に成長したプラズマは、レーザーパワーの増加と共に長くなる。また、radiation supported shock waveのみで成長したプラズマもレーザーパワーの増加と共に長くなる。しかし、後方プラズマのレーザーパワー依存性はbreakdown waveよりradiation supported shock waveの方が弱い。よってレーザーパワーが高くなるとbreakdown waveの方がradiation supported shock waveよりプラズマが長くなる。図より圧力が低くなるとradiation supported shock waveで成長したプラズマ長がbreakdown waveで成長したプラズマ長より長くなるレーザーパワーがパワーの高い方に移動し

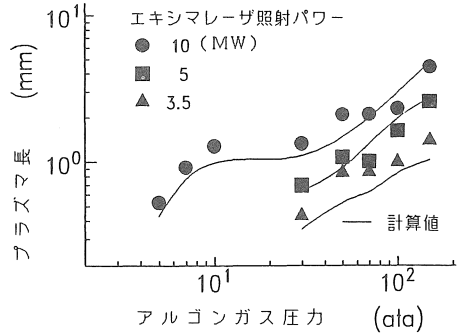


図10 後方プラズマ長の圧力依存性

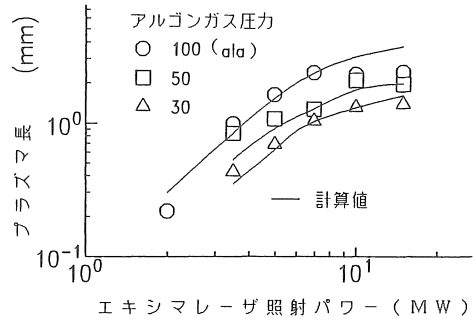


図11 後方プラズマ長のレーザーパワー依存性
ていることが分かる。

3・4 後方プラズマ長の実験結果

レーザーパルスの終わる時刻における焦点後方のプラズマ長の実測値及び計算結果を図10に示す。図中の実線は、同時に二つの機構で成長するとしてレーザーパルスを最小二乗近似した式で計算したプラズマ長を示す。プラズマ長は圧力と共に増加しており、特にbreakdown waveが支配的な30ata*以上の高圧力ではほぼ圧力に比例して増加している。焦点後方に生成されるプラズマ長の実測値は、breakdown waveとradiation supported shock waveの二つの機構で同時に成長しているとして行った計算結果とほぼ一致している。従って、高圧力気体中にレーザー光を集光照射することにより、焦点後方に生成されたプラズマは、紫外光域でも可視光域と同様にbreakdown waveとradiation supported shock waveの機構で同時に成長していることが分かった。

プラズマ長のレーザーパワー依存性を図11に表す。図中の実線は同時に二つの機構でプラズマが焦点後方に成長するとして計算したプラズマ長を示している。図より、焦点後方に生成されるプラズマ長は計

*lat=0.97atm

算結果とほぼ一致している。レーザパワーが低い時プラズマ長はレーザパワーにほぼ比例して増加しているが、レーザパワーが高い時は飽和傾向を示す。

5. まとめ

今回、紫外光域で発振するエキシマレーザを高圧力アルゴンガス中に集光照射してプラズマを生成し、焦点後方に成長するプラズマの成長機構について解析した。

(1)可視光で生成したプラズマと同じく紫外光で生成したプラズマもradiation supported shock waveとbreakdown waveで同時に焦点後方に成長していることが分かった。

(2)焦点後方の成長の様子を計算結果と比べてみると、breakdown waveやradiation supported shock waveによる成長が支配的な高圧力で高パワーな領域や低圧力で低パワーな領域では、成長過程の計算結果と実際のプラズマの成長は非常に良く一致した。しかし、二つの機構の成長が同じ程度の中間の圧力領域では計算値がやや小さくなった。

6. 謝辞

本実験は平成二年度私立大学研究設備補助金の援助により行われた。

実験及びデータの整理に際して御助力を得た本学学生の西村和人君、村田好光君、飯田健一君、野村将之君に対して謝意を表します。

参考文献

- (1) J.Yamada & T.Okuda: "Development Mechanism of Laser Spark in High Pressure Argon Gases", Japan. J. Appl. phys, 18, 139, (1979)
- (2) J.Yamada・T.Tamano & T.Okuda: "Physical Properties of Laser Produced Dense Plasma in High-Pressure Argon Gases", Japan. J. Appl. Phys, 24, 856, (1985)
- (3) J.Yamada & T.Okuda: "Laser-produced dense plasma in extremely high pressure gas and its application to a plasma-bridged gap switch.", Laser and Particle Beams, 7, 531, (1989)
- (4) J.Yamada・Y.Uchida・Y.Hioki & M.Sahashi: "Length of Laser-Produced Dense Plasma in High Pressure Argon Gases.", J. Phys. Soc. Japan, 60, 907. (1991)
- (5) P.L.Kelley・B.Lax & P.E.Tannenwald: "Physics of Quantum Electronics", (1966) McGRAW-Hill

(受理 平成6年3月20日)