

XeCl エキシマレーザにより生成された  
高圧アルゴンプラズマに関する研究

津田 紀生

博士論文

XeCl エキシマレーザにより生成された  
高圧アルゴンプラズマに関する研究

愛知工業大学 電子工学科

津田 紀生

# 目 次

## 第一章 序論

1.1 レーザ生成プラズマに関する研究の歴史	1
1.2 本研究の目的と概要	7
1.3 本論文の構成	8

## 第二章 レーザプラズマ成長の実験結果

2.1 エキシマレーザ	10
2.2 実験装置及び方法	10
2.3 ストリーク像	13
2.4 後方プラズマ長	13
2.5 集光レンズの焦点距離を変えた時のプラズマ成長の様子	16
2.6 プラズマ半径方向の大きさ	18
2.7 レーザパルス	21
2.8 レーザ光ビーム断面の強度分布	21

## 第三章 レーザプラズマの電離過程

3.1 電離過程	24
3.1.1 多光子電離	24
3.1.2 逆制動放射とカスケード電離	25
3.2 破壊時間	27
3.2.1 レーザパルスの台形近似	27
3.2.2 破壊時間の理論計算	27
3.2.2.1 多光子電離のみによる破壊時間	27
3.2.2.2 カスケード電離のみによる破壊時間	29
3.3 破壊時間の測定結果	30
3.4 レンズの焦点距離の変化	36

付録 1 自由拡散の計算	40
第四章 レーザプラズマの物性	
4.1 電子密度分布	41
4.1.1 実験方法	41
4.1.2 透過干渉法による電子密度測定の原理と測定例	42
4.1.3 実験結果	45
4.1.4 生起率方程式	49
4.1.5 まとめ	51
4.2 電子温度分布	53
4.2.1 線スペクトル強度比を用いた温度計測	53
4.2.1.1 実験方法	54
4.2.1.2 測定結果	55
4.2.2 連続光強度分布を用いた温度計測	65
4.2.2.1 理論 (プランクの放射法則)	65
4.2.2.2 測定結果	65
4.2.3 まとめ	69
付録 2 拡散の計算 (電子密度依存性)	71
付録 3 電子温度とイオン温度	72
第五章 レーザプラズマの成長機構	
5.1 後方成長機構	73
5.1.1 まえがき	73
5.1.2 breakdown wave	73
5.1.3 radiation supported shock wave	76
5.1.4 焦点後方プラズマ長の計算結果	77
5.1.4.1 成長機構の圧力依存性 (理論計算)	78
5.1.4.2 成長機構のレーザーパワー依存性 (理論計算)	78

5.1.5 後方プラズマ成長の時間変化	78
5.1.6 後方プラズマ長	79
5.1.7 まとめ	79
5.2 前方成長機構	83
5.2.1 forward breakdown wave	83
5.2.1.1 実験結果と forward breakdown wave による計算結果の比較	86
5.3 プラズマ全体の成長	88
5.3.1 吸収機構	89
5.3.2 後方プラズマ成長を考慮した forward breakdown wave	90
5.3.3 実験結果とプラズマ成長の計算結果の比較	92
5.3.4 まとめ	93
付録 4 breakdown wave による後方成長の導出過程	97
付録 5 焦点前方におけるレーザ光強度の見積もり	98
第六章 結論	
6.1 研究の総括	100
6.2 本研究の総括と今後の課題	102
謝辞	103
参考文献	104
学位論文に関する研究業績	110
その他の研究業績	112

# 第一章 序論

レーザを用いて生成されたプラズマは、慣性核融合を目指し現在まで世界各国で多くの研究が行われて来た。近年では、レーザによって生成されたプラズマを利用したX線発生機構の研究、プラズマ中をレーザ光が透過するときに生じるポンデラモーティブ力の研究、レーザアブレーションを用いた薄膜生成の研究など数多くの研究が行われている。しかしながら、これらの研究は主に固体とレーザ光の相互作用を利用した研究であり、それ故固体材料の支持が問題となる場合が多い。

一般に気体は固体に比べ取り扱いが容易であり、試料を交換することなく何回も繰り返し実験を行うことが出来る。また、レーザ光を用いて気体の絶縁破壊を行えば、非接触で電離と破壊が生じ、電極や表面などの二次的因子に影響されない本質的な破壊現象が理解でき、その意義は大きい。可視光を用いた高圧プラズマに関する研究から、高密度プラズマが比較的簡単に生成できる事が分かっている。それは、新しい極限プラズマとして物性的に興味深い点が多い。また、その物性研究を行うことは、レーザによる核融合を目指す点においても重要になる。一方、高圧ガス中におけるレーザプラズマの生成は、レーザ誘雷の基礎研究としても意義がある。よって、高圧気体中にレーザ光を集光照射し生成されたプラズマの研究を行った。一般に、可視光域で発振するレーザより紫外線領域で発振するレーザを用いた方が光子一個のエネルギーが大きいため効率良くプラズマが生成されると考えられる。しかし、現在まで高気圧気体中にレーザ光を集光照射し、生成されたプラズマに関する研究は、可視光レーザによるものだけで、紫外線レーザを用いた高圧プラズマの研究は行われていない。そこで、高圧アルゴンガス中に紫外線領域で発振するエキシマレーザ光を集光照射し実験を行った。その結果、高圧プラズマの実験において、初めて前方プラズマ成長を観測した。そこで、紫外線レーザによって高圧プラズマ中に生成されたプラズマの物性を明らかにし、前方へのプラズマ成長機構を解明した。

## 1.1 レーザ生成プラズマに関する研究の歴史

本研究に関連の深い、気体中にレーザ光を照射した時生成されるレーザプラズマの

研究史について以下にまとめた。

レーザー光による気体の絶縁破壊に関する最初の報告は 1963 年の Maker<sup>(1)</sup>や Mayerand<sup>(2)</sup>によるものである。1965 年中旬には Raizer<sup>(3)</sup>によって実験結果と理論計算結果の比較が行われている。しかしながら、今まで行われた多くの実験は、集光レンズの焦点における破壊に必要なレーザーパワーのしきい値を求めるものであった。

集光レンズの焦点における基本的な破壊のメカニズムやレーザー光とプラズマの相互作用について報告された後、多くの理論や実験でプラズマ生成プロセスの解析が精力的に行われた。また、レーザー光による気体の絶縁破壊の研究はレーザー技術の進歩に伴い実験的制限が取り払われてゆき、近年では数 ps や数 fs の短パルスを用いた実験や、レーザー光の高調波を用いた実験が数多く行われている。一方、パルスレーザーと異なり高出力 CW レーザは、主として定常プラズマの生成と加熱の研究に使われてきた。

レーザー光による絶縁破壊の研究における実験条件の拡がりには成長機構、気体の種類とレーザー光の相互作用、破壊のしきい値のガスの種類に対する依存性<sup>(4)</sup>、破壊のしきい値の圧力依存性、波長依存性<sup>(5)</sup>やレンズの焦点距離に対する依存性<sup>(6)</sup>が調べられたのみならず、新しい現象の発見、特に破壊プロセスにおけるレーザー光の自己収束現象の観測を可能にしてきた。レーザー光を気体中に集光照射した場合、集光レンズの焦点においてレーザー光の強度が破壊のしきい値を越えたとき、気体の絶縁破壊が生じ、その後、レーザーパルスのエネルギーを吸収し高密度プラズマを生成する。数十 ns のパルス幅のルビーレーザーを用いた場合、大気圧に近い圧力において空気の破壊のしきい値は  $10^{10} \sim 10^{11}$  (W/cm<sup>2</sup>) となった<sup>(7)</sup>。

気体の種類として希ガスを用いた場合、電離電圧に対する破壊のしきい値の依存性<sup>(7,8)</sup>が測定された。破壊のしきい値は電離電圧の増加に伴い増加する。しかし、ヘリウムはより大きな電離電圧を持っているにもかかわらずレーザー光の光子のエネルギーと気体のエネルギー準位との共鳴効果の為、低いしきい値を示した。また、微量の混合ガスのしきい値が低くなるペニング効果<sup>(9)</sup>が観測された。その後、アルゴン-ネオン混合ガスの破壊のしきい値低下に関する詳細な研究が 1963 年に築島<sup>(10)</sup>により行われ、ペニング効果は中性粒子間の衝突に比べて印加マイクロ波パルスの時間幅が十分長いときのみ重要であることが実験的・理論的に示された。

破壊のしきい値のレーザ光の波長に対する依存性の研究も数多く行われた。<sup>(7,11-15)</sup> 破壊のしきい値の波長依存性と言う研究テーマの論文<sup>(7,11)</sup>において破壊のしきい値は2つの波長{ネオジウムレーザ 1.06( $\mu\text{m}$ )と、その高調波 0.53( $\mu\text{m}$ )を用いた論文<sup>(11)</sup>とネオジウムレーザとルビーレーザ 0.69( $\mu\text{m}$ )を用いた論文<sup>(7)</sup>}を用いて調べられ、波長の異なるレーザを用いた場合、破壊のしきい値の変化は、後述のカスケード電離の理論で予想された値と定性的に一致した。また、2つ以上の波長を用いて破壊のしきい値を比較する実験も多く行われ<sup>(12-15)</sup>波長に対するレーザ光強度の依存性が調べられた。

Buscher et al.<sup>(12)</sup>は希ガスを用いて波長依存性を測定した結果、破壊のしきい値は気体の性質に依存する事を発見した。さらに研究は行われ、Alcock et al.<sup>(14)</sup>は色素レーザを用いて波長に対する破壊のしきい値の依存性を測定し、いくつかの波長に対する破壊のしきい値を求めた。

カスケード電離において拡散による損失の割合は、焦点体積の大きさに依存する。そこで、焦点体積の破壊のしきい値に対する依存性が測定された。<sup>(16-19)</sup>この結果、比較的低い圧力の時、焦点体積の増加に伴い破壊のしきい値の低下が観測された。<sup>(16)</sup>

また、マルチモードレーザを用いて、破壊のしきい値のレーザ光のモード分布に対する依存性が測定された。一般にレーザ光の光強度分布は焦点においてガウス分布になる。<sup>(20,21)</sup>マルチモードレーザやシングルモードレーザによる実験は Smith と Tomlinson<sup>(20)</sup>によって行われ、その結果、レーザ光のモードは破壊のしきい値にあまり影響しないことが分かった。

破壊のしきい値に対するパルス幅の影響<sup>(16,22)</sup>を調べた結果、レーザパワーが一定で損失機構が働いている場合、破壊に要するパルス幅は長くなった。カスケード電離過程において破壊のしきい値はパルス時間に逆比例し、多光子電離過程ではパルス時間に弱い依存性を示した。

レーザ光のパルス幅が ps のパルス列を用いた研究も行われ<sup>(20)</sup>、個々のパルスエネルギーだけでなく全パルスの累積効果や全パルスの平均エネルギーが破壊のしきい値に影響することが分かった。その後、焦点体積の大きさに対する ps パルスの影響も研究され<sup>(23,24)</sup>、レーザビーム径の自己収束効果も観測された。

気体中にレーザー光を集光することによって生じる電離は多光子電離やカスケード電離によって生じていると言われている。多光子電離過程は、焦点領域に存在する自由電子の存在と関係なく生じるが、カスケード電離過程は、少なくとも一個の初期電子が必要である。多くの気体の電離に必要なエネルギーは 10~20 (eV) なのでルビーやネオジウムレーザーの光子一個のエネルギーよりかなり大きい。そのため、原子を電離するためにはいくつかの光子を同時に吸収しなければならない。このプロセスは一般に多光子電離と呼ばれる。現在までに多光子電離に関する多くの研究報告がある。<sup>(25-35)</sup> 多光子電離は気体容器をポンプで真空にひいた時の残りの気体にレーザー光を照射した時に良く観測される現象である。このような実験条件の場合、圧力が 6~10 (mmHg) 程度で、レーザーパルス照射中に数十個の電子が測定された。真空中にレーザー光を照射した実験は多くの研究報告<sup>(36-42)</sup> があり、電子の平均自由行程が焦点体積を越えると絶縁破壊が生じないことが分かった。

カスケード電離過程についての説明を以下に示す。何らかの機構で初期電子が存在しているとき、この自由電子は、逆制動放射過程により光を吸収し加速される。何回かこの過程が繰り返された後、得られたエネルギーが、電離エネルギーを越えた場合、電子は中性原子と衝突し、電離を引き起こし、電子の増倍効果を生じる。このカスケード電離<sup>(43-51)</sup> に関して今まで多くの研究が行われてきた。この電離過程は、パルス幅に依存し、パルス幅が短くなるとカスケード電離の影響が小さくなる事が確認された。<sup>(48-50)</sup>

破壊のしきい値の圧力依存性についても多くの研究者によって研究された。<sup>(16,52-55)</sup> 破壊のしきい値に最小値が存在することは Minck<sup>(53)</sup> によって前もって予言されていた。実験においても、数 ns のレーザーパルスを用いた場合、破壊のしきい値は圧力の増加に対して減少し、その後さらに圧力を増加して行くと、数百気圧において破壊のしきい値の最小値が観測された。<sup>(54)</sup>

レーザープラズマの流体力学的な成長機構(radiation supported shock wave)は Ramsden と Savic<sup>(56)</sup> によって研究された。また、破壊の時間遅れによる成長機構(breakdown wave)は<sup>(56-61)</sup> Raizer らによって研究された。また、Raizer はレーザー光の吸収領域の伝搬を考慮し、レーザー光の吸収領域はレーザー装置に向かって動いている

事を観測した。

プラズマ境界の成長速度は、イメージコンバータ<sup>(62-67)</sup>やプラズマによって散乱されたレーザ光のドップラーシフト<sup>(62,67,68)</sup>を観測することにより求められた。また、成長速度の時間変化は、シュリーレン法<sup>(59,60)</sup>により求められた。その結果、成長速度の実験データと計算シミュレーションの良い一致<sup>(68)</sup>が得られた。

Bobin et al.<sup>(66)</sup>は2 (GW) のパルス光と、焦点距離 5 (cm) のレンズを用いてプラズマ境界の成長速度  $8 \times 10^5$  (m/s) を得た。また、焦点距離の長いレンズを用いると、破壊は不連続なポイントで起こる事が観測された。この為、Basov et al.<sup>(69)</sup>は、1 (GW) のレーザと焦点距離 2.5 (m) のレンズを用いて全プラズマ長が 2 (m) にも及ぶプラズマを生成することに成功した。

Mandel'shtam et al.<sup>(68)</sup>はプラズマ境界の拡散から温度を求める方法を用いてレーザプラズマの電子温度を求めた。その結果電子温度は  $7 \times 10^5$  (K) 程度である事が分かった。その他、電子温度に関する研究<sup>(68,71-73)</sup>は軟X線領域の放射光を用いて測定された。この時、X線放射時間はパルス幅を超えることはなかった。また、Vanyukov et al.<sup>(73)</sup>はレーザパワー6 (GW)、パルス幅 20 (ns) のレーザパルスを集光することによって空気中や大気圧程度の混合ガス中に電子温度  $3 \times 10^6$  (K) のプラズマを生成した。Komissarova et al.<sup>(70)</sup>はプラズマ拡散速度からレーザパルスの終了時刻までの温度を求めた。

電子密度は干渉計、ホログラム法や分光計測によって測定された。Alcock et al.<sup>(74)</sup>は干渉計によって  $10^{25}(\text{m}^{-3})$  のプラズマ電子密度を測定した。また、ホログラム<sup>(75-78)</sup>法を用いて同程度の電子密度を測定した。絶縁破壊後 30~110 (ns) の間の電子密度の空間分布は、Komissarova et al.<sup>(70)</sup>によって測定された。また、圧力が低いとき干渉計を用いてプラズマ成長の最初の部分の電子密度や完全電離プラズマの電子密度が測定された。

レーザ光強度がある値を超えると非線形効果<sup>(79-81)</sup>によりレーザビーム径の自己収束効果が生じることが最近観測された。ルビーやネオジウムレーザを用いた実験を行った結果、そのような現象が観測される光強度は  $10^{14}$  (W/cm<sup>2</sup>) である事が分かった。

自己収束は最近観測された現象であり<sup>(82-84)</sup>、当初は、プラズマフィラメントとし

て報告された。プラズマフィラメント<sup>(82)</sup>は、約 2 (MW) のレーザパルスによってアルゴンガスを絶縁破壊した時に観測された。この時、0.5 (ns) の時間分解能を持つシュリーレン法が測定に使われた。その結果、フィラメントの直径は 10 ( $\mu\text{m}$ ) より小さい事が分かった。その後、自己収束現象が生じるレーザパワーのしきい値が測定され、<sup>(85,86)</sup> その値は、実験によってプラズマフィラメントが生じたレーザパワーに非常に近い値となった。

レーザ光を集光することによって生成されたプラズマの磁気閉じ込めを行い高温プラズマを作ろうとする実験も今までに数多く行われている。この研究の目的は、生成されたレーザプラズマの拡がりを磁界や他の実験条件によって閉じ込めようとしたものである。しかしながら、磁気閉じ込めを行っても、電子温度は理論値より低かった。しかし、磁界は焦点からの電子の拡散を減らしていることが分かった。<sup>(87)</sup> また、磁界を加えることによって破壊のしきい値が低下するような現象は観測されなかった。Chan et al.<sup>(88)</sup> はルビーレーザを空気中に照射し磁界の影響を調べ、磁界は破壊のしきい値に影響しないことを明らかにした。

レーザプラズマの加熱についても多くの研究が行われ、Askar'yan et al.<sup>(89,90)</sup> によってオリジナルな方法が数多く提案された。Mead<sup>(91)</sup> は 12 方向から一点にレーザ光を集光することによって高温プラズマを生成することに成功し、プラズマ加熱を可能にした。

また、その他レーザ生成プラズマの利用方法として、高圧ギャップ中を短絡する目的でレーザプラズマが利用された。また、H. M. Thompson et al.<sup>(92)</sup> は、真空中にガスジェットを生成しレーザスパークを生成した。しかしながら、現在まで一番多くの利用があったレーザプラズマは高速のイグニッションに関するものであり、Koopman and Wilkerson<sup>(93)</sup> によって高圧気体中に置かれたギャップ間を短絡する実験や Akmanov et al.<sup>(94)</sup> によって、低圧気体中の置かれたギャップ間を短絡する実験が行われている。

また近年、150 (atm) までの高圧アルゴンガス中にルビーレーザ光を集光照射し、生成されたプラズマの研究が行われ、<sup>(95-98)</sup> 可視光域で発振するレーザ光を高圧気体中に集光照射し、生成されたプラズマ成長機構の研究が行われた。その結果、プラズ

マは **breakdown wave** と **radiation supported shock wave** で同時に成長していることが分かった。<sup>(95)</sup> また、高圧気体中にレーザ光を集光照射した時に生成するプラズマを用いてギャップ間を短絡する、プラズマブリッジギャップスイッチが提案された。また、プラズマブリッジギャップスイッチのスイッチング特性が研究され、<sup>(99)</sup> 安定したスイッチング特性が得られることが分かった。

## 1.2 本研究の目的と概要

今まで行われてきた実験によって高圧気体中にレーザ光を集光すると、多光子電離により初期電子が生成され、その後カスケード電離によってプラズマが生成される事が分かっている。しかし、これらの実験は破壊のしきい値を求める実験がほとんどであり、しきい値以上の強電界中でのプラズマの生成、破壊過程の遅れ時間やレーザとプラズマの相互作用<sup>(100)</sup>など、物性研究の多くは可視光域で発振するレーザ光を用いて<sup>(95)</sup>行われており、紫外線領域で発振するレーザ光を高圧気体中に照射する実験は、ほとんど行われていない。一般に、紫外線レーザは、可視光のレーザに比べて光子一個の持つエネルギーが大きく、プラズマを効率良く生成できると考えられる。そこで、紫外線領域で発振するエキシマレーザを用いてレーザプラズマの生成実験を行った。その結果、プラズマは可視光の時と同じように焦点後方に成長するばかりでなく、焦点を越えて前方にも成長する事がストリークカメラを用いた測定において観測された。<sup>(101)</sup>この焦点前方へのプラズマ成長は、高圧レーザプラズマの実験において今回初めて観測された現象であり、その成長メカニズムは良く分かっていない。

プラズマ成長は前方と後方で異なり、後方プラズマは時間の経過と共に成長速度が遅くなりながら焦点後方に成長したが、前方プラズマは時間の経過と共に成長速度が速くなり、その後レーザパルス照射中にもかかわらず成長が止まり減衰した。また、プラズマの形状は前方と後方で異なっており、前方においてプラズマが自己収束していることが観測された。

そこで前方への成長機構として **forward breakdown wave** を新たに提案し、<sup>(102)</sup>前方成長の理論計算を行い実験結果と比較し、前方プラズマ成長機構を解明する目的で実験を行った。また、プラズマの物性研究も行い、紫外線レーザによって生成された

プラズマの電子密度分布と温度分布を求めた。<sup>(103,104)</sup>これらの値を用いて計算したプラズマ前方成長の様子は実験結果と良く一致した。従って、今回行った実験により、紫外線レーザーによって生成されたプラズマの物性を明らかにし、その成長機構を解明した。

### 1.3 本論文の構成

第一章では、気体中にレーザー光を集光照射した時生じるレーザープラズマに関する研究の歴史や今回の研究目的ならびに概要について記述した。

第二章では、実験装置の配置、実験に使用したエキシマレーザーについての説明とエキシマレーザー光を高圧アルゴンガス中に集光照射し、生成されたプラズマのストリーク像について説明し、後方プラズマ長の実験データについて記述した。

第三章では、レーザープラズマの電離過程について実験データと理論計算結果を比較し、その破壊過程がカスケード電離によって行われていることを確かめた。また、破壊時間の圧力やレーザーパワー依存性を求めた。

第四章では、干渉計を用いて測定した集光レンズの焦点における電子密度とその空間分布を測定した結果について記述した。また、電子密度の理論計算を行い実験結果と比較した。集光レンズの焦点における最大電子温度と温度分布は、プラズマの発光を分光測定し、プラズマの線スペクトル強度比と連続光強度から求めた。

第五章では、高圧レーザープラズマ成長機構について述べた。まず、焦点後方へのプラズマ成長は、可視光レーザーを用いた場合、**breakdown wave** と **radiation supported shock wave** で成長する事が分かっている。しかし、紫外線レーザーを用いた実験は行われていないので、主にどちらの成長機構で後方に成長しているかについて調べた。また、理論計算によって得られた後方プラズマ成長と実験から求めた後方成長の比較を行った。次に、前方プラズマ成長について理論計算を行った。焦点前方へのプラズマ成長は、今回初めて観測された成長であり、その成長機構は良く分かっていなかった。そこで、焦点前方へのプラズマ成長について、自己収束を考慮した新しい成長機構 **forward breakdown wave** を提案し、その成長機構を用いて計算した前方成長と実験結果との比較を行った。しかし、この成長機構を用いて計算した前方プラズマ成長

は、時間と共に成長速度が速くなるなど実験結果と定性的に一致したが、レーザパルスが照射されている間中成長し続け、実験結果と定量的に一致しなかった。そこで、後方成長による吸収を考慮し、**forward breakdown wave** を修正し理論計算を行い、この成長機構が、定量的にもプラズマの前方成長を表現できることを確認した。

第六章では、今回の研究の結論について述べた。

## 第二章 レーザプラズマ成長の実験結果

### 2.1 エキシマレーザ

今回実験に用いたエキシマレーザは Lambda Physics 製の LPX205 である。このレーザは、エキシマと言う励起状態を利用したレーザである。エキシマは、励起状態でのみ形成される分子を表す。今回実験に用いたレーザ媒質は、Halogen ガスとして HCl、希ガスとして Xe、Buffer ガスとして Ne、Inert ガスとして He を用いた。不活性ガスである Xe は、そのままでは他の原子と反応しないが、HCl と Ne の混合ガス中で放電すると、励起した Xe と Cl が結合し、エキシマ状態である XeCl を生成する。エキシマ状態とは、下準位が存在せず非常に不安定な分子の状態を言う。この為、数 ns の内に紫外線を放出し、Xe と Cl に解離してしまう。この放出光を誘導放出として取り出したのがエキシマレーザである。今回実験に使用したレーザ装置は、Laser Head 内に混入するガスを変えることによって5種類の波長 ArF[193nm]、KrF[248nm]、XeCl[308nm]、XeF[351nm]、F<sub>2</sub>[157nm]でレーザ発振を起こすことができる。

### 2.2 実験装置及び方法

プラズマの生成と測定に用いた実験装置の配置を図 2-1 に示す。エキシマレーザは媒質に XeCl を用いたので波長 308 (nm)、最大パワー17 (MW) のパルス状出力が得られる。パルスの半値幅は 30 (ns)、波長の半値幅は 3.6 (nm) である。今回実験に使用した、エキシマレーザは最大 50 (Hz) の繰り返し周波数で発振可能であるが、単発でパルス発振させ実験を行った。レーザ光の断面は 11×24 (mm) の長方形で、圧力容器内に設置した焦点距離 40,60,80 (mm) の石英ガラス製の光学レンズで圧力容器中央に集光照射される。集光されたレーザ光は、焦点距離 40 (mm) のレンズの焦点において垂直方向半径  $r_{\perp}=60$  ( $\mu\text{m}$ )、水平方向半径  $r_{\parallel}=40$  ( $\mu\text{m}$ ) の楕円形となった。これは、厚さ 20 ( $\mu\text{m}$ ) の金箔にレーザ光を集光照射して穴をあけ、光学顕微鏡で測定することにより求めた。レーザパワーは、光軸上に光学フィルタを置くことにより変化させた。スプリッタを用いてレーザ光の一部を反射させ、ホトダイオ

ードで受光し、その信号をレーザ光波形のモニターとして用いた。ホトダイオードは紫外感度増強で高速応答タイプの S1722-02 (浜松ホトニクス製) を用いた。レーザ光のパルス波形等はサンプリング周波数 10 (GHz) のデジタルオシロスコープ 9362 (LeCroy 製) を用いて測定した。アルゴンガスを封入する圧力容器は、直径 110 (mm)、長さ 140 (mm) のステンレススチール製の円筒形で、光軸方向に直径 30 (mm)、光軸と直角方向に直径 20 (mm) の空洞を開け、厚さ 15 (mm) の石英ガラス製の窓を取り付けることによりガスを封入した。圧力容器内にアルゴンガスを封入するときは、回転式真空ポンプで圧力容器内を 0.1 (Pa) 程度に排気し、アルゴンガスを数回入れ替えた後、アルゴンガスを圧力容器内に封入し手動式圧縮機で加圧して実験を行った。圧力の上限は、容器に取り付けた石英ガラス製の窓の耐圧を考慮して 150 (atm) とした。

集光レンズの焦点で生成されたプラズマの発光の様子は、光軸と直角方向の窓から 200~850 (nm) に分光感度を持ち、約 10 (ps) の時間分解能をもつストリークカメラ (浜松ホトニクス製 C2830) を用いて測定した。ストリーク像は、CCD カメラ (浜松ホトニクス製 C3140-60) と画像処理装置 (浜松ホトニクス製 C3366) によりモニター画面上に光強度の疑似カラーで表示される。プラズマ成長を測定する時は、焦点距離 100 (mm) のリレーレンズを用いてプラズマの光がストリークカメラの入射スリット上に 1 : 1 で結像するように光学系を設置した。

このようにして得られたストリーク像の一例を図 2-2 に示す。この図は、画像処理装置を通して得られたプラズマのストリーク像の光強度を三次元表示した図である。図 2-2 において  $x$  軸方向はプラズマ長を表し、 $y$  軸方向は時間掃引方向を表し、 $z$  軸方向は光強度を表す。

本論文では、焦点前方とは集光レンズの焦点を越えてレーザ光の進行方向を表し、焦点後方は集光レンズの焦点からレーザ装置側を表す事とする。

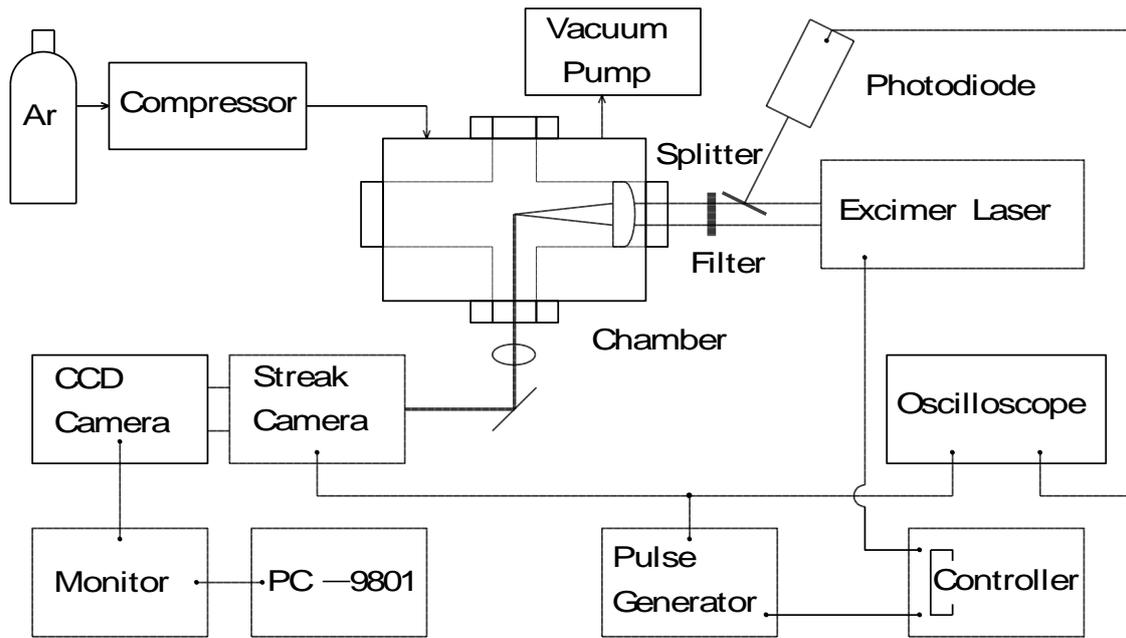


図 2-1. プラズマ生成・測定装置配置図

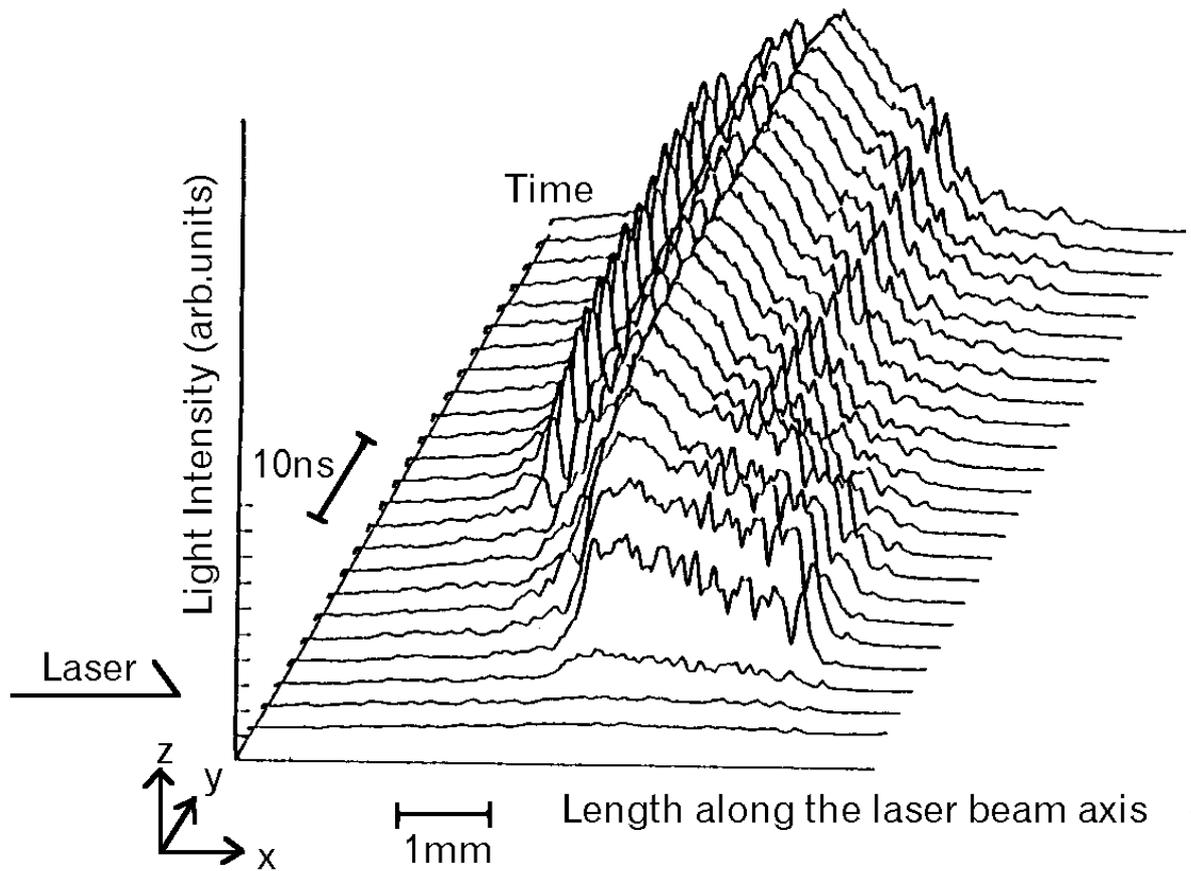


図 2-2. プラズマストリーク像の三次元表示

## 2.3 ストリーク像

図 2-2 に示したプラズマのストリーク像をある光強度のところでスライスした時のプラズマの境界線を図 2-3a,b に示す。この像は、上から下に向かって時間掃引しており、横方向はプラズマの大きさを表し、境界の内側はプラズマを示す。破壊のしきい値より十分強いレーザー光強度の時、図 2-3a に示されるように、プラズマは最初集光レンズの焦点において生成され前方と後方に非対称に成長している。そこで、前方と後方の成長を比べてみると、前方に成長するプラズマは、時間と共に成長速度が速くなりながら高速に前方へ成長している。しかし、後方プラズマは時間と共に成長速度が遅くなりながら焦点後方に成長しており、前方への成長速度の方が後方への成長速度より速いことが分かる。これは、前方プラズマと後方プラズマ成長機構が明らかに異なることによるものと考えられる。また、前方プラズマはレーザーパルス照射中にもかかわらず成長が止まり減衰している。この事から、前方プラズマ成長に後方プラズマ成長が影響しているのではないかと考えられる。

また、プラズマが生成されるしきい値付近のレーザーパワーでは、図 2-3b に示すように、プラズマはほとんど成長せずほぼ左右対称に成長した。

## 2.4 後方プラズマ長

後方プラズマ長の圧力依存性を図 2-4 に、レーザーパワー依存性を図 2-5 に示す。実験結果から求めた後方プラズマ長の圧力依存性を見てみると、圧力の増加と共に後方プラズマ長は長くなり、10 (atm) から 30 (atm) の圧力範囲で一度プラズマ長が一定になるが、その後も圧力の増加と共に後方プラズマ長は長くなっている事が分かる。次に後方プラズマ長のレーザーパワー依存性を見てみると、レーザーパワーの増加と共に後方プラズマ長が長くなる事が分かった。

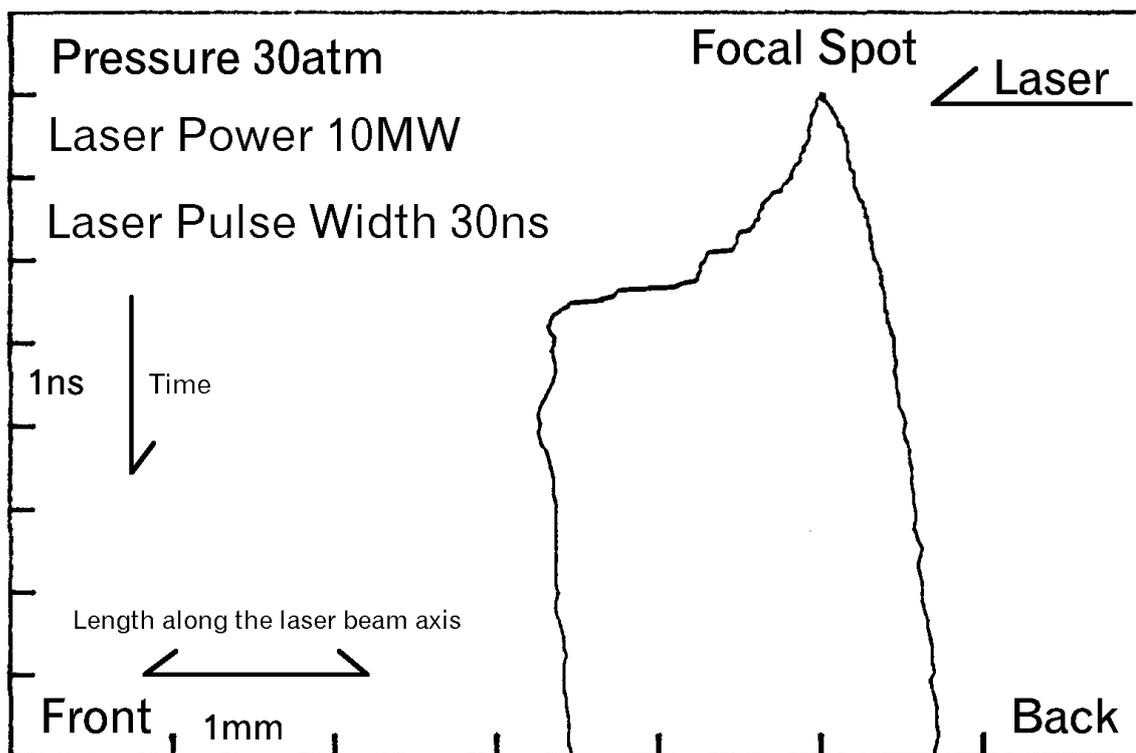


図 2-3a. プラズマストリーク像

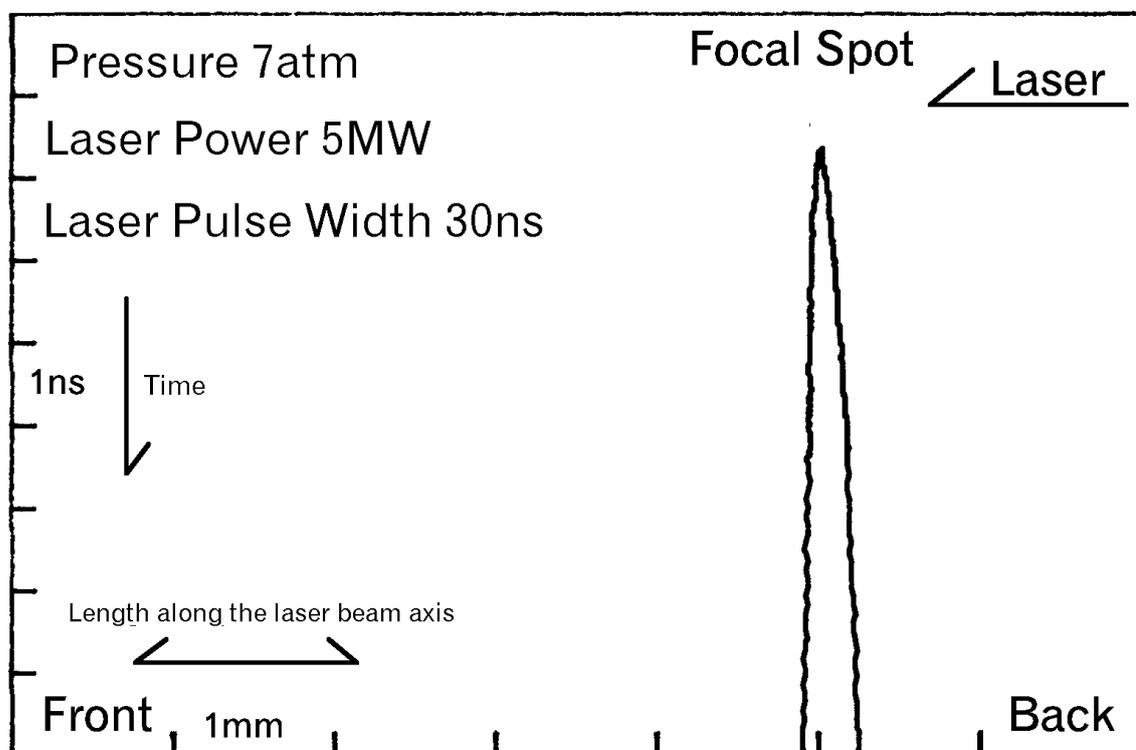


図 2-3b. プラズマストリーク像 (しきい値付近)

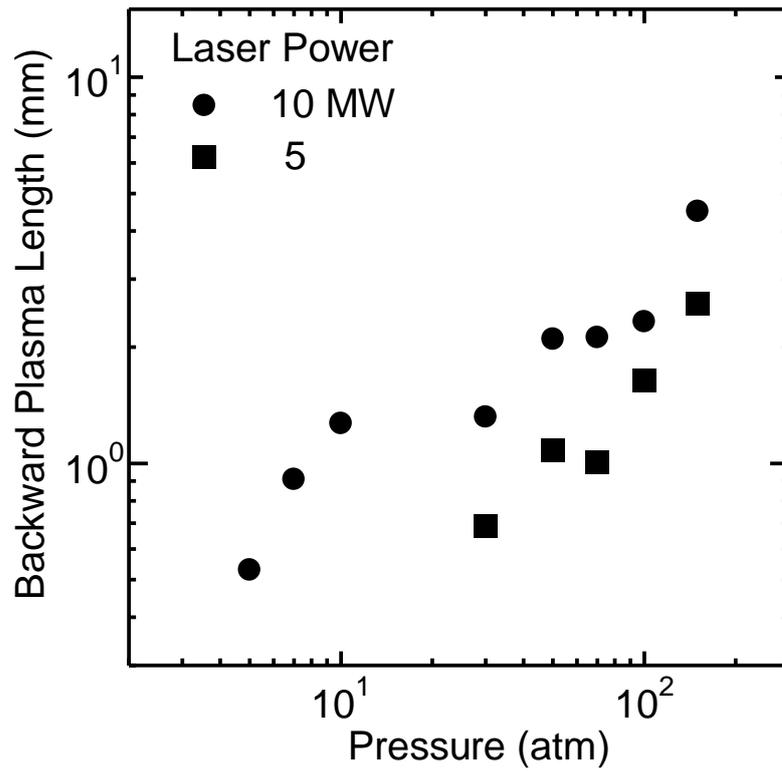


図 2-4. 後方プラズマ長の圧力依存性

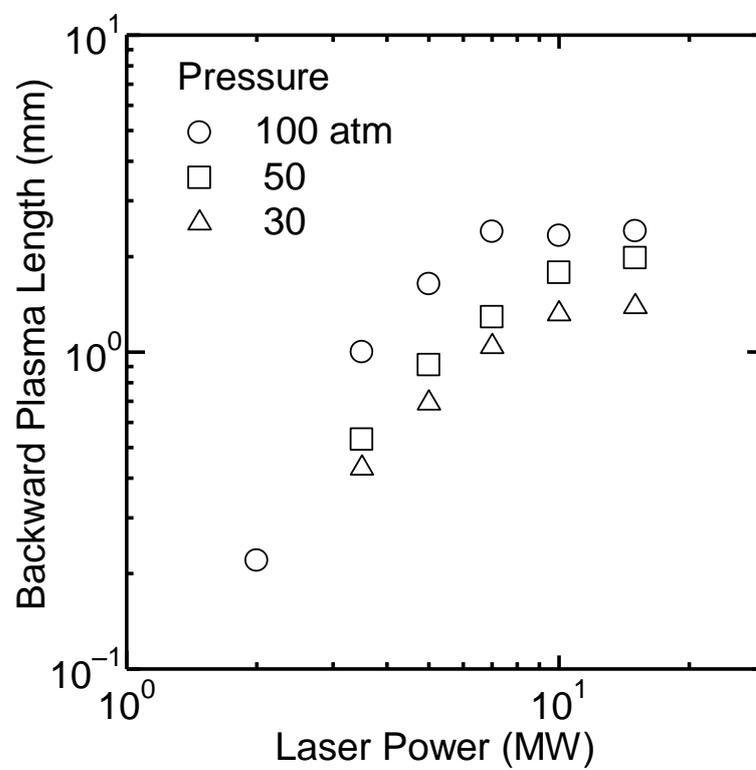
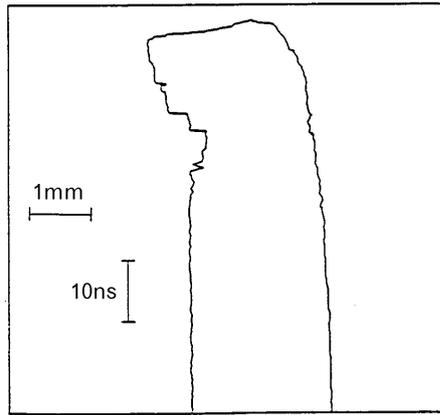


図 2-5. 後方プラズマ長のレーザパワー依存性

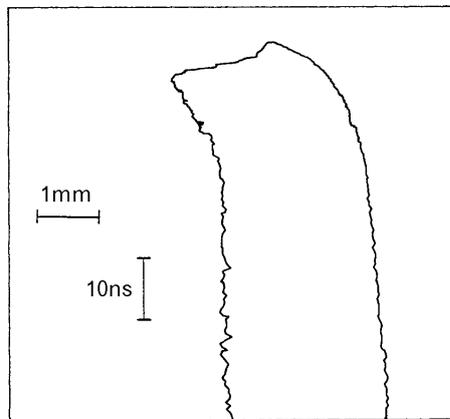
## 2.5 集光レンズの焦点距離を変えた時のプラズマ成長の様子

集光レンズの焦点距離を 40,60,80 (mm) と変えた場合のストリーク像を図 2-6 に示す。この図より、焦点距離が 40 (mm) から 60 (mm) に増加した場合、後方にプラズマが大きく成長していることが分かる。これは、焦点距離が長くなると、レンズの集光角が小さくなり焦点から離れても光強度があまり減少せず、より広い範囲で電離可能となるからである。しかし、集光レンズの焦点距離を 60 (mm) から 80 (mm) へ増加した場合、後方プラズマ長の増加の割合は、焦点距離を 40 (mm) から 60 (mm) に増加した場合に比べて小さくなった。これは、焦点距離が長くなると焦点の大きさが大きくなり、集光角が単純にレンズの焦点距離に依存しないためである。

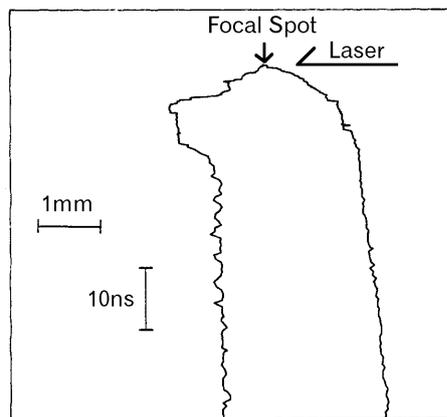
後方プラズマ長が長くなるに従い前方プラズマ長が短くなっている事が図より分かった。そこで、前方プラズマ成長が止まった時の前方プラズマ長と後方プラズマ長の合計である全プラズマ長の圧力依存性を測定した。その結果を図 2-7 に示す。この図から、圧力が増加しても全プラズマ長はほぼ一定の長さである事が分かった。また焦点距離の増加に伴い、全プラズマ長も長くなった。これは、焦点距離の増加に伴いレンズの集光角が小さくなるためである。



Focal Length 40mm



Focal Length 60mm



Focal Length 80mm

Pressure 10atm  
Laser Power 10MW

図 2-6. 焦点距離を変えた時のプラズマストリーク像

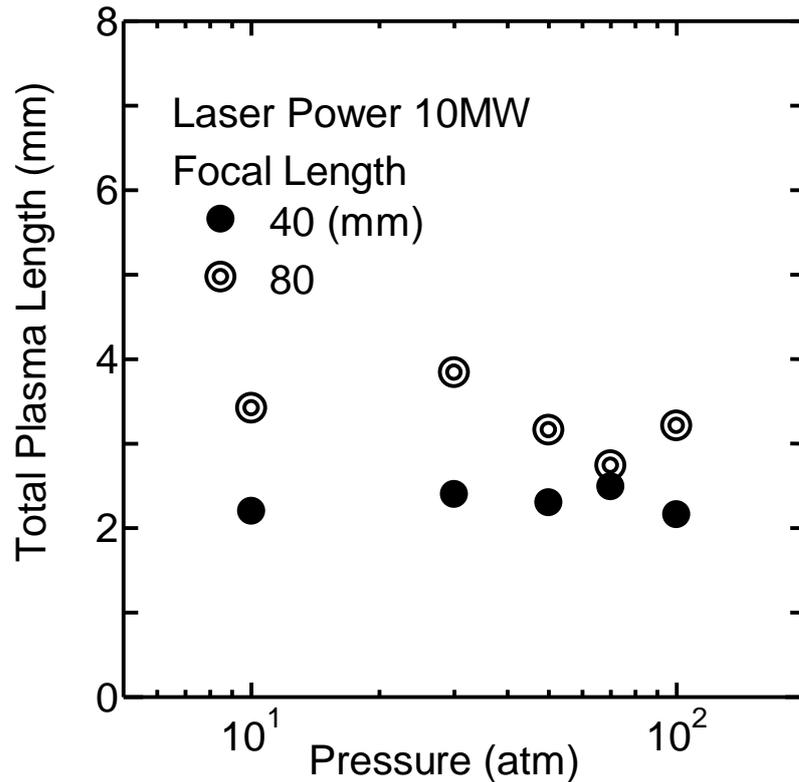


図 2-7. 全プラズマ長の圧力依存性

## 2.6 プラズマ半径方向の大きさ

プラズマ半径方向  $r_{\perp}$  (垂直方向) の大きさの測定は、図 2-1 に示す実験装置図においてストリークカメラと CCD カメラを横に倒して測定した。このようにして得られたプラズマ半径方向のストリーク像を図 2-8 に示す。図の横方向はプラズマ半径方向の大きさを表している。半径方向の大きさは、レーザパルス終了時のプラズマの大きさを用いた。また、プラズマ半径方向  $r_{\parallel}$  (水平方向) の大きさを測定するときは、圧力容器を横に倒し、上の窓から測定した。焦点前方のプラズマ半径方向の測定値を図 2-9a,b に示す。図 2-9a は、垂直な方向のプラズマ半径の大きさを、図 2-9b は水平な方向のプラズマ半径の大きさをそれぞれ表す。図中の実線は理論計算によって求めたレーザ光の集光角を表す。図より、焦点後方において、理論光路とプラズマ半径の大きさはほぼ等しい。しかし前方における、プラズマ半径の大きさは理論光路より小さくなっている。これは、焦点前方のプラズマ成長にプラズマによるレーザ光の自己収束効果<sup>(105)</sup>が作用している為であると考えられる。

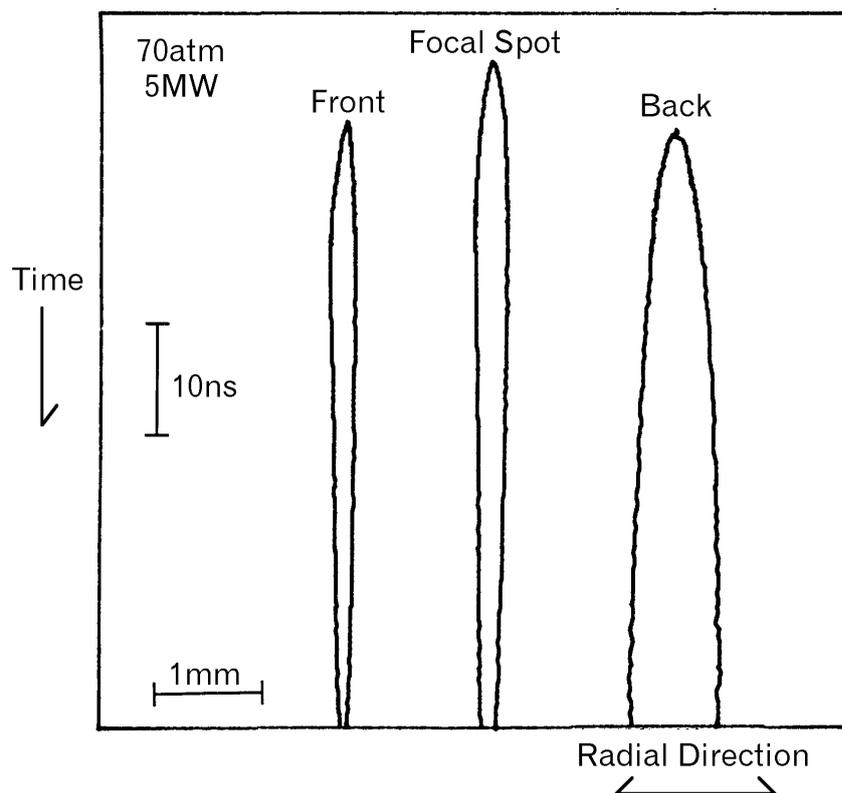


図 2-8. プラズマ半径方向のストリーク像

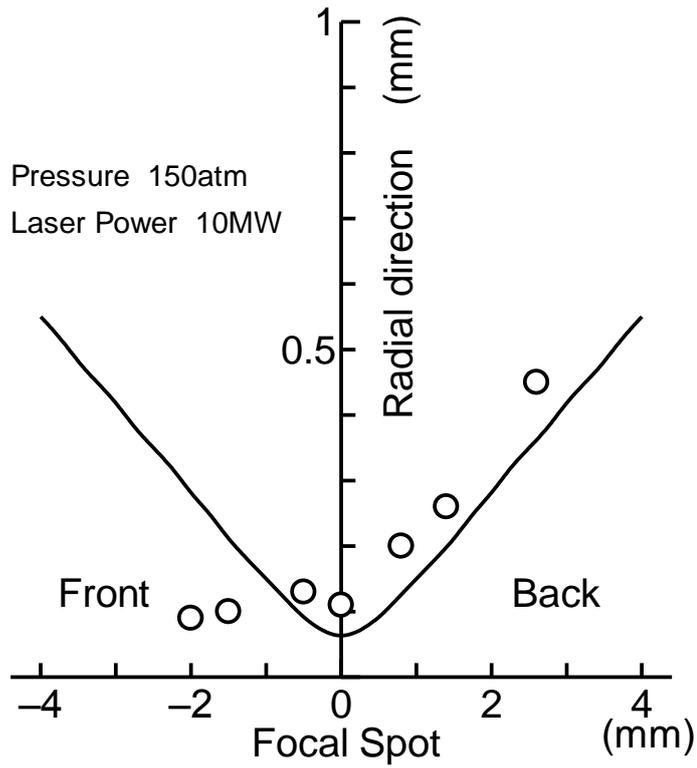


図 2-9a. プラズマ半径方向  $r_{\perp}$  の大きさ

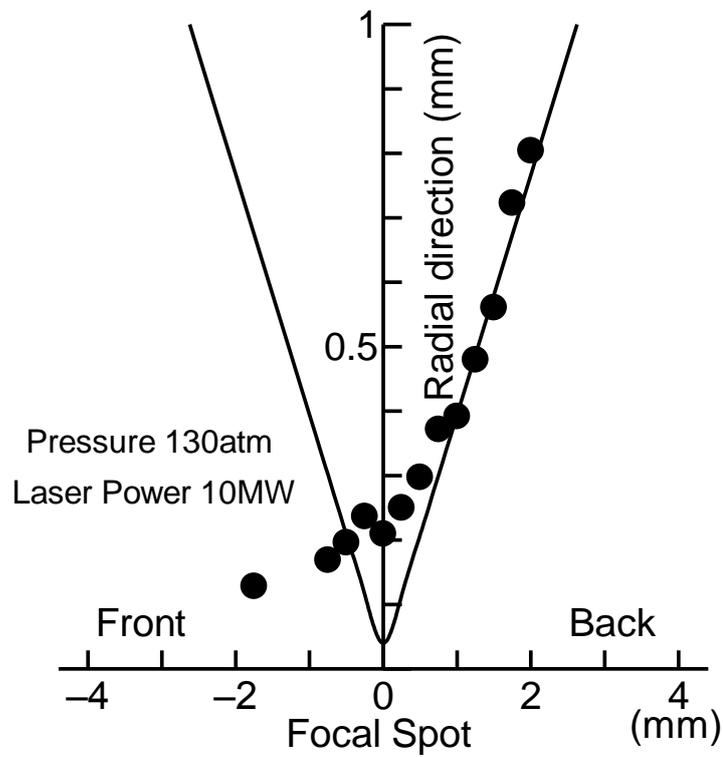


図 2-9b. プラズマ半径方向  $r_{\parallel}$  の大きさ

## 2.7 レーザパルス

プラズマ成長速度はレーザパルスの時間変化に依存する。ホットダイオードで観測した、レーザパルスの観測波形を図 2-10a に示す。レーザパルスは、複雑な形をしているので、最小二乗近似を用い三つの多項式を用いて近似した。

$$W(t) = W_0 \left( \sum_{n=0}^6 a_n t^n \right) \quad (0 \leq t \leq t_1) \quad (2-1)$$

$$a_6 = -4.53474 \times 10^{48}, \quad a_5 = 2.04741 \times 10^{41}, \quad a_4 = -3.1826 \times 10^{33}, \quad a_3 = 1.84578 \times 10^{25}, \\ a_2 = -2.1339 \times 10^{16}, \quad a_1 = 4.90627 \times 10^7, \quad a_0 = -7.85555 \times 10^{-16}$$

$$W(t) = W_0 \left( \sum_{n=0}^2 b_n t^n \right) \quad (t_1 < t \leq t_2) \quad (2-2)$$

$$b_2 = -9.73839 \times 10^{15}, \quad b_1 = 3.35703 \times 10^8, \quad b_0 = -1.91948$$

$$W(t) = W_0 \left( \sum_{n=0}^3 c_n t^n \right) \quad (t_2 < t \leq t_3) \quad (2-3)$$

$$c_3 = 3.36185 \times 10^{22}, \quad c_2 = -4.3227 \times 10^{15}, \quad c_1 = 1.26307 \times 10^8, \quad c_0 = -0.241749$$

ここで、 $t_1 = 14 \times 10^{-9}$  (s) ,  $t_2 = 22 \times 10^{-9}$  (s) ,  $t_3 = 40.8 \times 10^{-9}$  (s) を表し、 $W_0$  はレーザパルスの最大出力を表す。(2-1) ~ (2-3) の各式によって近似したレーザパルスの時間変化を図 2-10b に示す。また、レーザパルスと各式を合成した結果を図 2-10c に示す。

このように三つの多項式を用い第三章から五章において、プラズマ成長、電子密度、温度の理論計算を行った。

## 2.8 レーザ光ビーム断面の強度分布

レーザ光ビーム断面の強度分布は、レーザ光の光路にスプリッタを入れ一部を反射させ、受光面に直径1 (mm) の穴の空いたピンホールを付けたホットダイオードをマイクロメータ付き X ステージと Z ステージにのせて測定した。レーザ光断面の水平方向強度分布を図 2-11a に、垂直方向強度分布を図 2-11b に示す。図より、レーザ光断面の水平方向、垂直方向の強度分布は共に均一でなく、中心とサイドで強度差が存在する事が確認された。

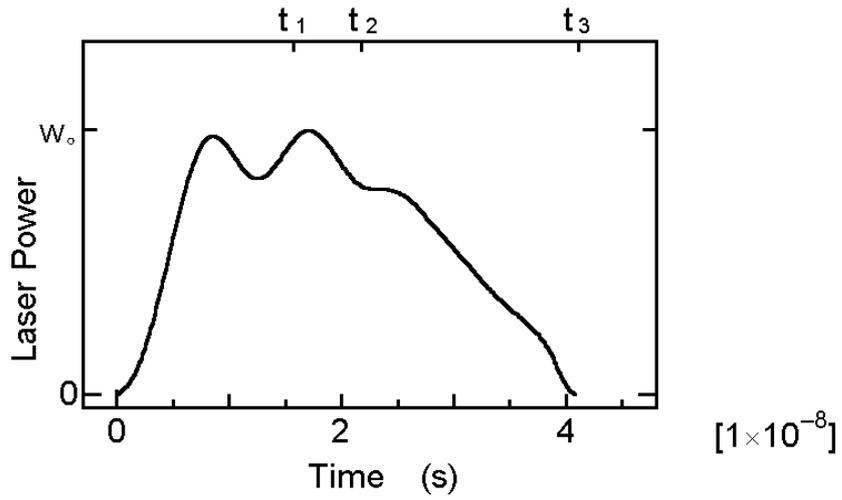


図2-10a. レーザパルスの観測波形

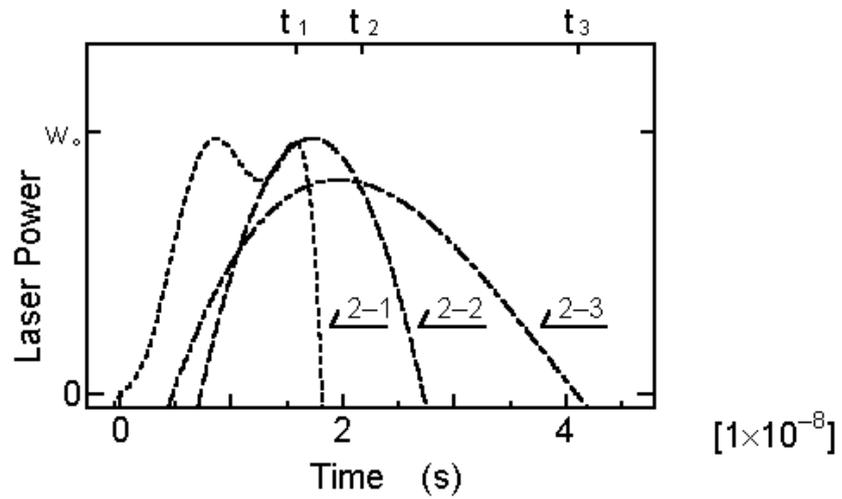


図2-10b. 各式によって近似したレーザパルスの時間変化

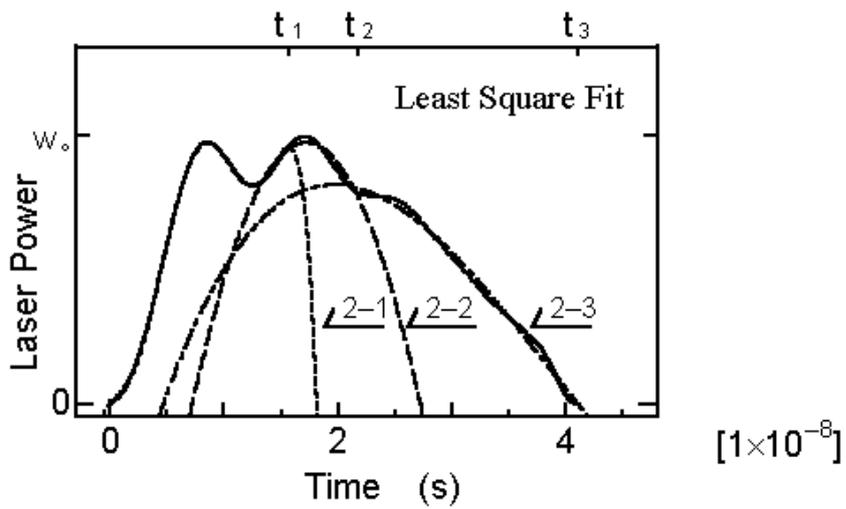


図 2-10c. レーザパルスと各式の合成結果

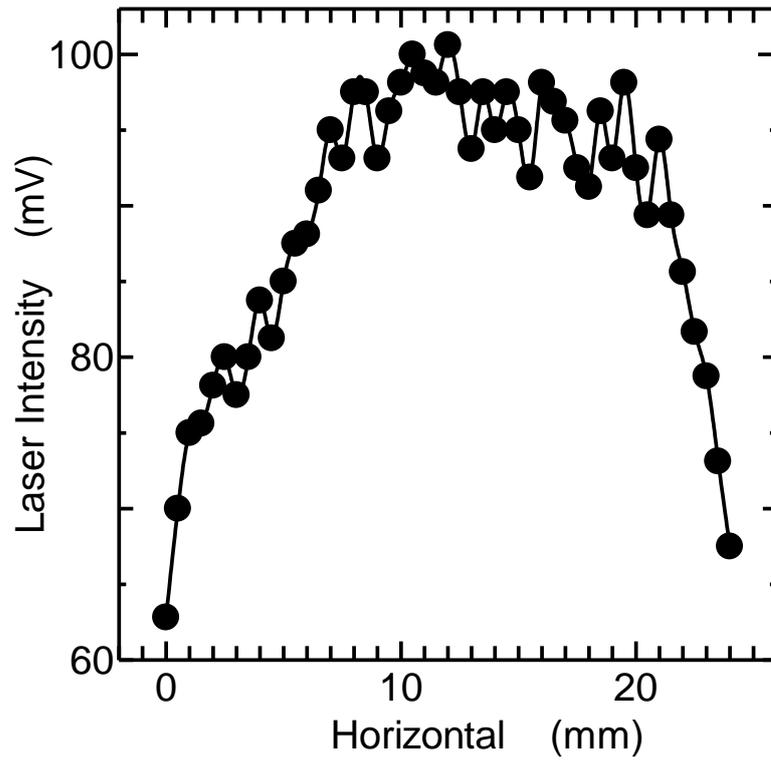


図 2-11a. レーザ光断面の水平方向強度分布

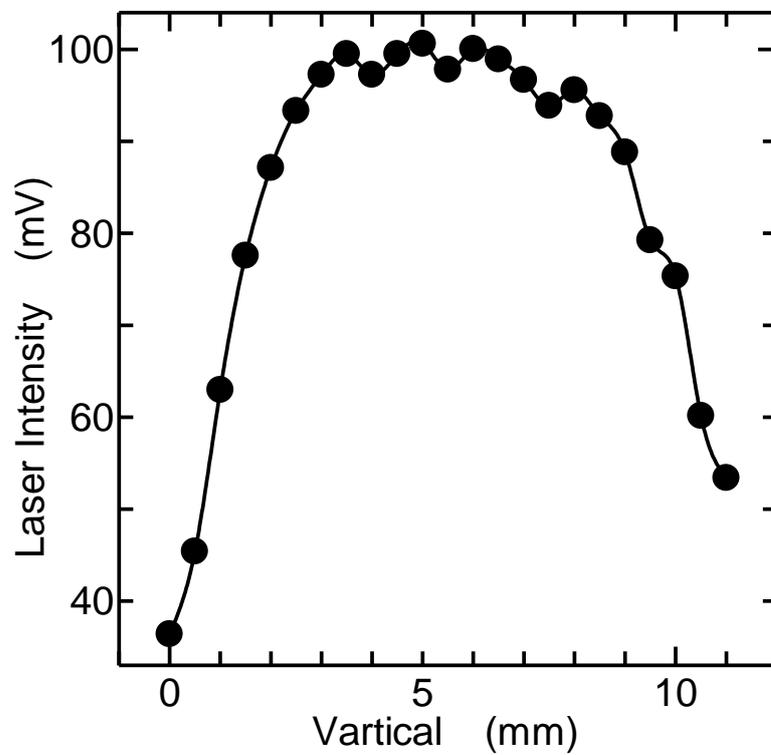


図 2-11b. レーザ光断面の垂直方向強度分布

## 第三章 レーザプラズマの電離過程

### 3.1 電離過程

レーザによる気体の電離過程は、二種類に分類される。一つは、同時に多数の光子を吸収することにより直接電離が生じる多光子電離過程、もう一つは、レーザ光の強電界中における逆制動放射による電子の加速と、それに続く衝突による電子増倍機構のカスケード電離過程である。

ここでは、レーザによるガス破壊やプラズマ成長過程を理解するのに必要な気体の電離過程として、多光子電離とカスケード電離過程について基礎的事項を以下に示す。

#### 3.1.1 多光子電離

多光子電離過程は、ほぼ同時に数個の光子を吸収することにより電離が行われる。十分低い圧力で電子の平均自由行程が焦点体積の大きさより大きい時、逆制動放射による電離はほとんど起こらず、唯一多光子電離のみで電離が起こる。この時、電離に必要な光子数  $N$  は以下のように表される。

$$N = \left\langle \frac{eV_0}{h\nu} \right\rangle + 1 \quad (3-1)$$

ここで、 $V_0$  は電離電圧を表し、 $h\nu$  はレーザ光の光子 1 個の持つエネルギーを表し、 $\langle \rangle$  はかっこ内の式の整数部を表している。

レーザ光の光子 1 個当たりのエネルギーは電離電圧に比べて小さいので、それだけで直接電離を引き起こすことは出来ない。しかし、レーザ光強度が強くなると光子密度が高くなり、同時に多くの光子を吸収することにより電離が可能になる。この電離過程を多光子電離過程と言う。アルゴンガスの電離エネルギーは 15.75 (eV) であり、また励起エネルギー 11.5 (eV) , 11.7 (eV) の所に準安定準位をもっている。XeCl エキシマレーザ光の光子 1 個のエネルギーは、4.03 (eV) なので、アルゴン原子が電離されるには、同時に 4 個の光子を吸収するか、3 個光子を吸収して一旦準安定準位に励起された後、更にもう 1 個の光子を吸収し電離する過程が考えられる。しかし、後述の過程において、準安定準位に励起されている励起原子密度は、基底状態の中性

原子密度と比べて圧倒的に小さいはずであるから、密度の小さい励起原子がさらに光子を1個吸収して電離する確率は、前者の4光子を同時に吸収し電離する確率に比べて十分小さいと考えられる。多光子電離による電子の増倍過程を示す生起率方程式<sup>(95)</sup>は、損失を無視すると次式で表される。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha_N n_g \left( \frac{I}{h\nu} \right)^N \quad (3-2)$$

ここで、 $n_e$ は電子密度、 $\alpha_N$ は $N$ 光子による多光子電離確率、 $n_g$ は初期原子密度、 $I$ はレーザ光の光強度、 $h$ はプランク定数、 $\nu$ はレーザ光周波数を表す。

レーザパルスの立ち上がりから、多光子電離のみによって電子密度が増加し、初期原子密度の $\delta$ 倍になった時刻 $t_b$ に電離が生じたとすると次式で表される。

$$\int_0^{t_b} \alpha_N n_g \left( \frac{I}{h\nu} \right)^N dt = \delta n_g \quad (3-3)$$

ここで、 $\delta$ は電離度を表し、 $t_b$ は絶縁破壊時間を表す。

### 3.1.2 逆制動放射とカスケード電離

自由電子とイオンとの衝突回数の多い条件下では、運動している自由電子がクーロン力により減速される時、放射が起こる。これは、制動放射と呼ばれている。逆制動放射は、制動放射の逆過程で、1個の光子が1個の自由電子に衝突した時、そのエネルギーの一部を自由電子に与える過程を言う。

今回行った実験条件では、衝突電離によるカスケード過程が起こるためには、破壊領域に少なくとも1個の自由電子が存在しなければならない。しかし、宇宙線などにより生成された偶存電子が微少な焦点体積中に短いレーザパルスの時間内に存在する確率は極めて小さい。従って、初期電子はレーザ光の多光子吸収による中性原子の直接電離によって生成されるものと考えられる。多光子電離により初期電子が生成され、その後、逆制動放射により複数回加速された電子は、中性原子と衝突し電離に導く。また、衝突電離によって生成された二次電子も逆制動放射過程により加速され、新たな二次電子を生成する。一般に、このような電離過程をカスケード電離過程と言い、衝突電離過程が何段階にも起きる必要がありレーザパルスの時間積分効果が重要

となる。

カスケード電離の主な損失過程は、電子とイオンの再結合過程と焦点体積外への電子の拡散過程である。焦点体積外への電子の拡散はガス圧が高ければ高い程、焦点領域の体積が大きければ大きい程小さくなる。また、電子とイオンの再結合は、一般に高密度プラズマ中でしか生じない。よって、絶縁破壊過程では、再結合も拡散過程（付録 1 参照）も省略できると仮定した。

電離がカスケード電離のみで生じると考えると、電子密度の時間変化は以下の式で表される。

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e \quad (3-4)$$

初期電子密度を  $n_{e0}$  として (3-4) 式を解くと以下のような式で表される。

$$n_e = n_{e0} \exp \int_0^t \nu_i dt \quad (3-5)$$

ここで、 $n_{e0}$  は初期電子密度、 $\nu_i$  は衝突電離周波数を表す。

焦点において電子密度が初期原子密度の  $\delta$  倍になった時刻を  $t_b$  とし、その時刻に絶縁破壊が起きたとすると、次式で表される。

$$n_{e0} \exp \int_0^{t_b} \nu_i dt = \delta n_g \quad (3-6)$$

ここで、 $\delta$  は電離度を表す。

衝突電離周波数  $\nu_i$  は、吸収されるレーザー光が全て電離に用いられたと仮定すると、Holstein 等により次式で表される。<sup>(106)</sup>

$$\nu_i \approx \frac{\sigma_{en} F_I n_g}{N} = \frac{\sigma_{en} I n_g}{N h \nu} \quad (3-7)$$

ここで、 $\sigma_{en}$  は弾性散乱の衝突断面積が、電子のエネルギーにあまり依存しない気体中での自由-自由遷移を伴う光子吸収係数<sup>(95,107)</sup>で ( $\text{m}^5$ ) の次元をもつ。また、 $F_I$  は光子束 ( $\text{s}^{-1} \text{m}^{-2}$ )、 $n_g$  は初期原子密度 ( $\text{m}^{-3}$ )、 $\nu_i$  は衝突電離周波数 ( $\text{s}^{-1}$ ) を表す。

### 3.2 破壊時間

高圧アルゴンガス中にレーザー光を集光照射すると、集光レンズの焦点において絶縁破壊が生じる。その破壊機構は多光子電離や逆制動放射によるカスケード電離で説明出来る。そこで、高圧アルゴンガス中にレーザー光を集光照射し、その時の透過光を測定することにより破壊時間を求め、破壊時間の圧力やレーザーパワーに対する依存性を求め、理論計算結果と比較した。

### 3.2.1 レーザパルスの台形近似

レーザーパルスは図 2-10a に示すように複雑な形をしている。そこで絶縁破壊時間を理論計算するにあたりレーザーパルスを立ち上がり時間と立ち下がり時間の異なる台形波形で近似した。レーザーパルスの台形パルス近似を図 3-1 に示す。

$$W(t) = W_0 \frac{t}{t_1} \quad (0 \leq t \leq t_1) \quad (3-8)$$

$$W(t) = W_0 \quad (t_1 < t \leq t_2) \quad (3-9)$$

$$W(t) = W_0 \frac{-t + t_3}{t_3 - t_2} \quad (t_2 < t \leq t_3) \quad (3-10)$$

ここで、 $W_0$  はレーザー光のピークパワーを示し、 $t_1 = 8.7 \times 10^{-9}$  (s)、 $t_2 = 24.2 \times 10^{-9}$  (s)、 $t_3 = 40.8 \times 10^{-9}$  (s) を表す。

レーザーパルス照射時の初期段階において多光子電離のみによって電子密度が増えてゆき電子密度が初期原子密度の  $\delta$  倍になった時、集光レンズの焦点において絶縁破壊が起こるとすると (3-3) 式が成り立つ。また、逆制動放射過程とカスケード電離により電子密度が増加するときは (3-6) 式が適用される。

### 3.2.2 破壊時間の理論計算

#### 3.2.2.1 多光子電離のみによる破壊時間

(3-3) 式とレーザー光の近似式 (3-8) ~ (3-10) 式を用い破壊時間を計算すると、多光子電離のみによる破壊時間  $t_b$  は以下のように表すことが出来る。

破壊時間が  $(0 \leq t_b \leq t_1)$  の場合 (3-3) 式は以下のように表される。

$$\int_0^{t_b} \alpha_N n_g \left( \frac{W_0 t}{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}} \right)^4 dt = \delta n_g \quad (3-11)$$

上式を用いて破壊時間  $t_b$  を求めると以下のように表される。

$$t_b = \left( \frac{5\delta}{\alpha_N} \right)^{\frac{1}{5}} \left( \frac{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}}{W_0} \right)^{\frac{4}{5}} \quad (3-12)$$

破壊時間が  $(t_1 < t_b \leq t_2)$  の場合 (3-3) 式は以下のように表される。

$$\int_0^{t_1} \alpha_N n_g \left( \frac{W_0 t}{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}} \right)^4 dt + \int_{t_1}^{t_b} \alpha_N n_g \left( \frac{W_0}{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}} \right)^4 dt = \delta n_g \quad (3-13)$$

上式から破壊時間  $t_b$  を求めると以下のように表される。

$$t_b = \frac{4}{5} t_1 + \frac{\delta}{\alpha_N} \left( \frac{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}}{W_0} \right)^4 \quad (3-14)$$

破壊時間が  $(t_2 < t_b \leq t_3)$  の場合 (3-3) 式は以下のように表される。

$$\int_0^{t_1} \alpha_N n_g \left( \frac{W_0 t}{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}} \right)^4 dt + \int_{t_1}^{t_2} \alpha_N n_g \left( \frac{W_0}{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}} \right)^4 dt + \int_{t_2}^{t_b} \alpha_N n_g \left( \frac{W_0 (t_3 - t)}{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp} (t_3 - t_2)} \right)^4 dt = \delta n_g \quad (3-15)$$

上式から破壊時間  $t_b$  を求めると以下のように表される。

$$t_b = t_3 - (t_3 - t_2)^{\frac{4}{5}} \left( t_3 + 4t_2 - 4t_1 - \frac{5\delta}{\alpha_N} \left( \frac{h \nu \pi r_{\parallel} r_{\perp}}{W_0} \right)^4 \right)^{\frac{1}{5}} \quad (3-16)$$

上式により、破壊時間とレーザパワーや圧力との関係から多光子電離が起こっているかどうか分かる。また、時刻  $t_3$  時に電子密度が  $\delta n_g$  になったとすれば、多光子電離のみによる破壊のしきい値のガス圧依存性を (3-15) 式から求めることが出来る。

$$I_{th} = h \nu \left( \frac{\delta}{\alpha_N} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{-4t_1 + 4t_2 + t_3}{5} \right)^{-\frac{1}{4}}, \quad I_{th} = \frac{W_{th}}{\pi r_{\perp} r_{\parallel}} \quad (3-17)$$

上式より、多光子電離による破壊のしきい値は圧力にほとんど依存しないことが分かる。

多光子電離確率  $\alpha_N$  の量子理論計算については Bebb<sup>(29)</sup>らによって詳しく調べられている。それによると、ルビーレーザを用いた場合、アルゴンガスの電離に必要な光

子数  $N=9$  に対する電離確率  $\alpha_N$  は約  $3 \times 10^{-265}$  である。また、エキシマレーザの波長 (308nm) を用いた場合の電離確率  $\alpha_N$  の正確な値は求められていない。そこで、エキシマレーザの光子エネルギーに対するアルゴンガスの電離確率の乗数値は  $\alpha_4(Ar) = \alpha_9(Ar) \times \{\alpha_4(H)/\alpha_9(H)\}$  から求めた。水素は、ルビーレーザの光子エネルギーに対する電離確率  $\alpha_9(H)$  (約  $1 \times 10^{-244}$ ) と、エキシマレーザの光子エネルギーに対する電離確率  $\alpha_4(H)$  (約  $1 \times 10^{-117}$ ) が分かっている。そこで、この乗数の比をアルゴンガスのルビーレーザの光子エネルギーに対する電離確率  $\alpha_9(Ar)$  (約  $3 \times 10^{-265}$ ) の乗数値にかけ、エキシマレーザの光子エネルギーに対するアルゴンの電離確率  $\alpha_4(Ar)$  の乗数値を求めた。よって、エキシマレーザの光子エネルギーに対する電離確率  $\alpha_4(Ar)$  は  $1 \times 10^{-127}$  とした。

破壊過程において多光子電離が支配的であると仮定し、多光子電離により生成される電子が中性原子の  $\delta$  倍になる時間を (3-12) 式を用いて理論計算を行った。計算において電離度を 10% と仮定すると、圧力が約 10 (atm) の場合、破壊時間は約 100 (ns) となり、パルスの半値幅 30 (ns) より長くなった。この為、多光子電離は高圧ガス中では支配的ではないと考えられる。

### 3.2.2.2 カスケード電離のみによる破壊時間

今回、実験に用いたレーザ光の全パルス幅は 40 (ns) と比較的長い、その為プラズマは多光子電離で初期電子  $n_{e0}$  を生成し、その後カスケード電離で絶縁破壊が起きているものと考えられる。損失を無視すると、カスケード電離による電子密度の時間変化は (3-4) 式で表される。

初期電子密度を  $n_{e0}$  とし、初期原子密度の  $\delta$  倍になった時破壊が起きたと仮定し、(3-4) 式を解くと (3-6) 式で表される。

衝突電離周波数  $\nu_i$  は吸収されるレーザ光のエネルギーが全て電離に用いられると仮定すると、破壊時刻  $t_b$  が ( $0 \leq t_b \leq t_1$ ) の場合 (3-6) 式は以下のように表される。

$$n_{e0} \exp \int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} n_g W_0 t}{Nh \nu \pi r_{\perp} t_1} dt = \delta n_g \quad (3-18)$$

(3-18) 式を用いて破壊時間  $t_b$  を計算すると以下のように表される。

$$t_b = \left( \frac{2Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp}}{\sigma_{en}n_g W_0} \ln \frac{\delta n_g}{n_{e0}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-19)$$

破壊時刻  $t_b$  が  $(t_1 < t_b \leq t_2)$  の場合 (3-6) 式は以下のように表される。

$$n_{e0} \exp \left( \int_0^{t_1} \frac{\sigma_{en}n_g W_0 t}{Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp} t_1} dt + \int_{t_1}^{t_b} \frac{\sigma_{en}n_g W_0}{Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp}} dt \right) = \delta n_g \quad (3-20)$$

(3-20) 式を用いて破壊時間  $t_b$  を計算すると以下のように表される。

$$t_b = \frac{1}{2} t_1 + \frac{Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp}}{\sigma_{en}n_g W_0} \ln \frac{\delta n_g}{n_{e0}} \quad (3-21)$$

破壊時刻  $t_b$  が  $(t_2 < t_b \leq t_3)$  の場合 (3-6) 式は以下のように表される。

$$n_{e0} \exp \left( \int_0^{t_1} \frac{\sigma_{en}n_g W_0 t}{Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp} t_1} dt + \int_{t_1}^{t_2} \frac{\sigma_{en}n_g W_0}{Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp}} dt + \int_{t_2}^{t_b} \frac{\sigma_{en}n_g W_0 (t_3 - t)}{Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp} (t_3 - t_2)} dt \right) = \delta n_g \quad (3-22)$$

(3-22) 式を用いて破壊時間  $t_b$  を計算すると以下のように表される。

$$t_b = t_3 - (t_3 - t_2)^{\frac{1}{3}} \left( t_3 + t_2 - t_1 - 2 \frac{Nh\nu_{\parallel}\pi r_{\perp}}{\sigma_{en}n_g W_0} \ln \frac{\delta n_g}{n_{e0}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-23)$$

また、カスケード電離のみによる破壊のしきい値  $I_{thr}$  を  $t_b = t_3$  とし求めた。

$$I_{thr} = \frac{2Nh\nu}{\sigma_{en}n_g (t_3 + t_2 - t_1)} \ln \frac{\delta n_g}{n_{e0}} \quad (3-24)$$

カスケード電離のみによる破壊のしきい値を (3-24) 式より求めた。中性原子密度  $n_g$  は圧力に依存するので、破壊のしきい値は圧力に逆比例することが分かる。

### 3.3 破壊時間の測定結果

破壊時間の測定に用いた実験装置の配置を図 3-2 に示す。ガスの絶縁破壊時間  $t_b$  は、レーザ光の立ち上がりからレーザ光が吸収され始めるまでの時間とした。測定した透過レーザパルスを図 3-3a,b に、破壊時間の圧力依存性の測定結果と理論計算結果を図 3-4 に、レーザパワー依存性を図 3-5 に、またカスケード電離のみによって計算した破壊のしきい値の圧力依存性の測定結果と理論計算結果を図 3-6 に示す。図 3-3a,b においてレーザパルス終了後に出力の増加が見られるが、レーザパルス終了後の現象の為考慮しなかった。また、図 3-3b において、レーザパワーが低くなる

とレーザーパルスの形がわずかに変わっている。しかし、レーザーパワーの変化による波形変化は小さいので、理論計算に用いたレーザーパルスの近似波形は、レーザーパワー10 (MW) 時の波形を用いた。図 3-4, 3-5 において、線は理論計算によって求めた破壊時間である。破壊時間の理論計算は、破壊がカスケード電離によって起こるものとして計算した結果である。電離度  $\delta=0.1$ 、初期電子密度  $n_{e0}=1$  とし、圧力とレーザーパワーの値を (3-19), (3-21), (3-23) 式に代入し計算した。図より、実験結果と計算結果は定性的にはほぼ一致したが、定量的には、10 (atm) 以上の圧力において測定値の破壊時間が長くなった。また、レーザーパワーや圧力が高いほど破壊時間が短くなる事が分かる。次に、破壊のしきい値の理論計算値と実験値を比較してみると定性的にはほぼ一致し、圧力が高くなるにつれて破壊のしきい値は小さくなった。以上の結果から、カスケード過程による電離が支配的であると言えることが出来る。しかし、実験結果と理論計算結果の比較から 10 (atm) 以上の圧力では、カスケード電離によって生成された自由電子の損失が無視できないのではないかと考えられる。

自由電子の損失過程として一般的に再結合過程と拡散が考えられる。今回の実験条件を考慮すると、圧力が高くなる程再結合回数が増加し拡散による損失は減少する。しかし、一般に再結合過程は電子温度が高くなると起こりにくい。

また、再結合過程として、放射再結合、二電子三体再結合、解離再結合過程が考えられる。紫外線レーザーを用いて生成したプラズマの電子温度は、プラズマからの放射光を分光測定した結果、約  $10^5$  (K) であった。しかしながら、電子密度は  $10^{27}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) と非常に高密度なプラズマである。また、レーザーパルスは 40 (ns) と再結合や拡散に要する時間より短い。そこで、今回の実験条件では、レーザーパルス照射中の再結合過程として、二電子三体再結合のみ考慮すれば良いのではないかと考えられる。

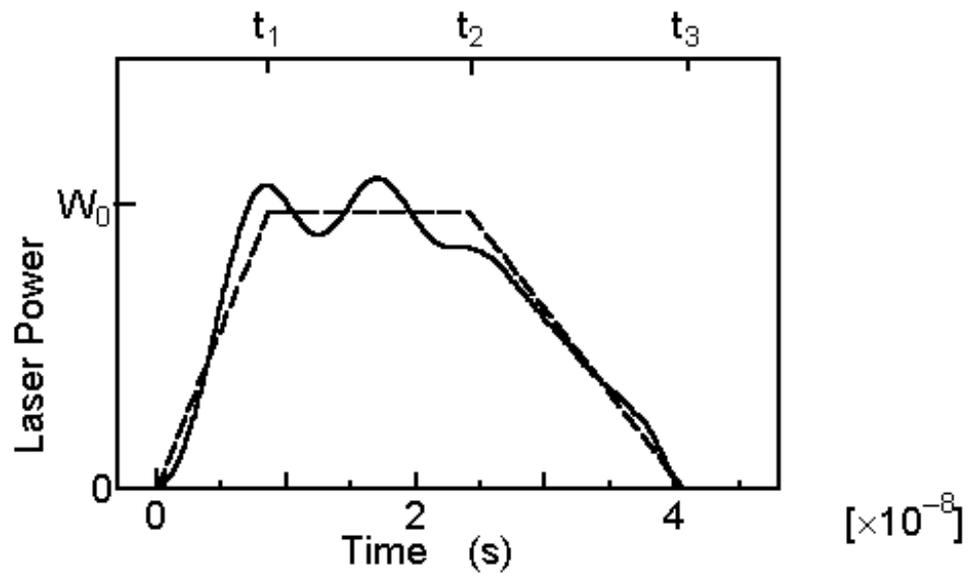


図 3-1. レーザパルス台形近似

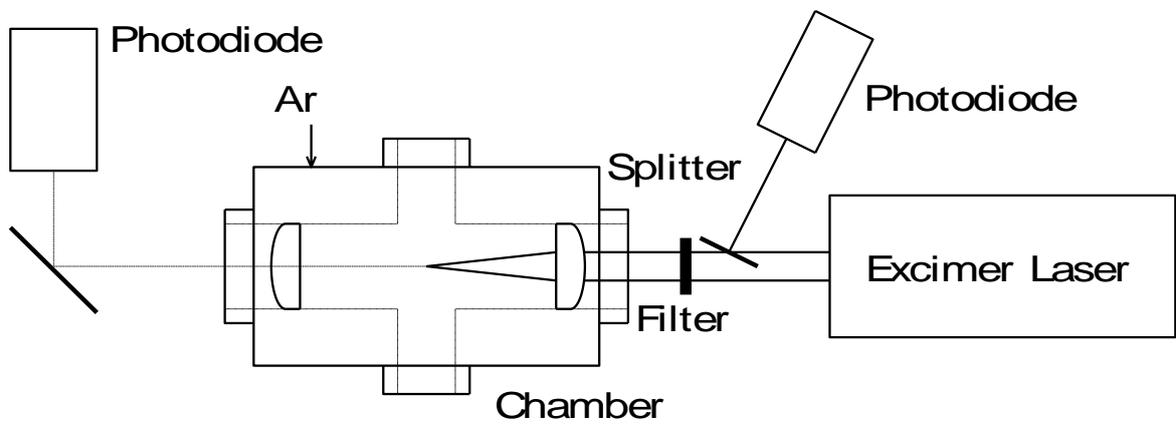


図 3-2. 透過光測定装置図

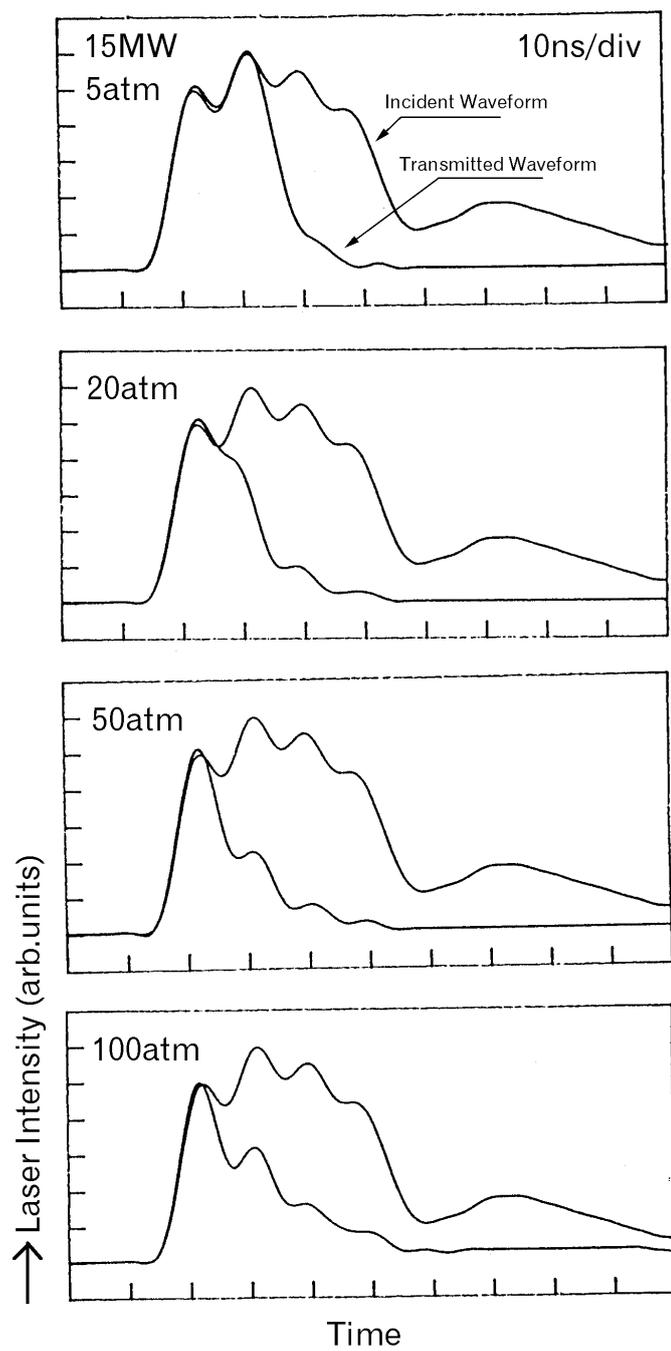


図 3-3a. 種々のガス圧に対するレーザ透過光波形

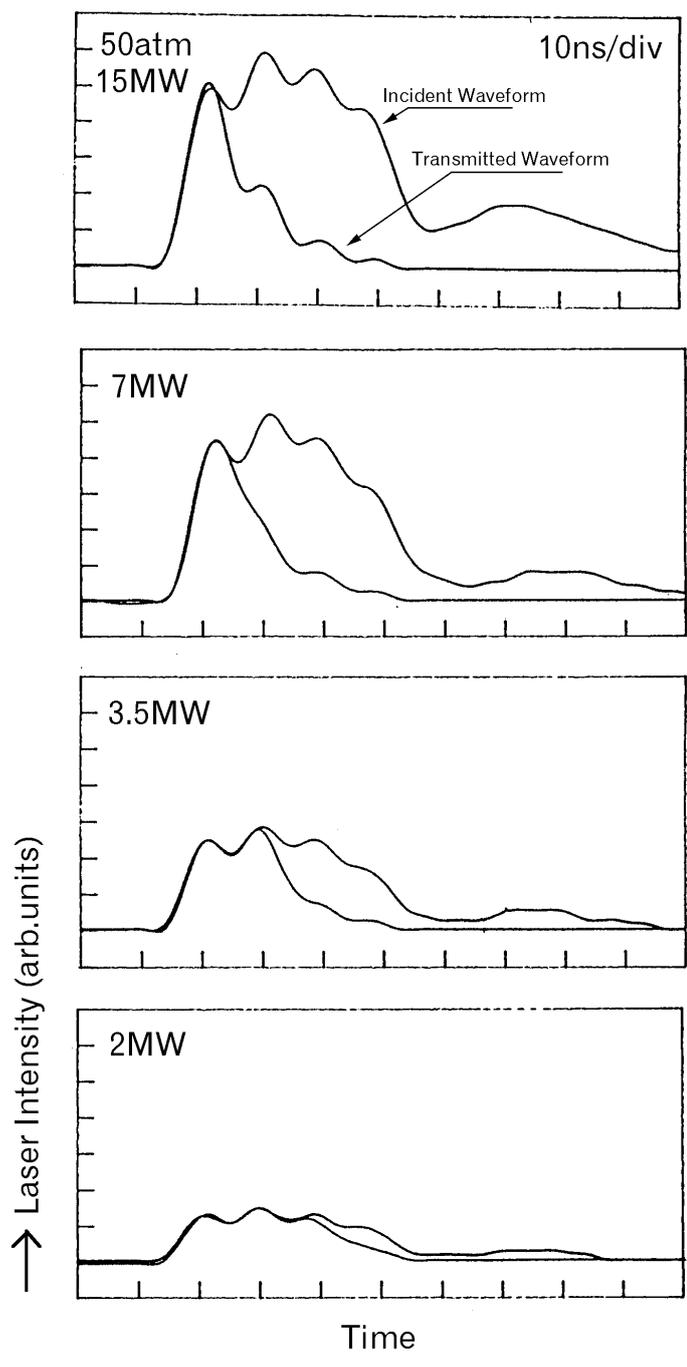


図 3-3b. 種々のレーザー光強度に対するレーザー透過光波形

5

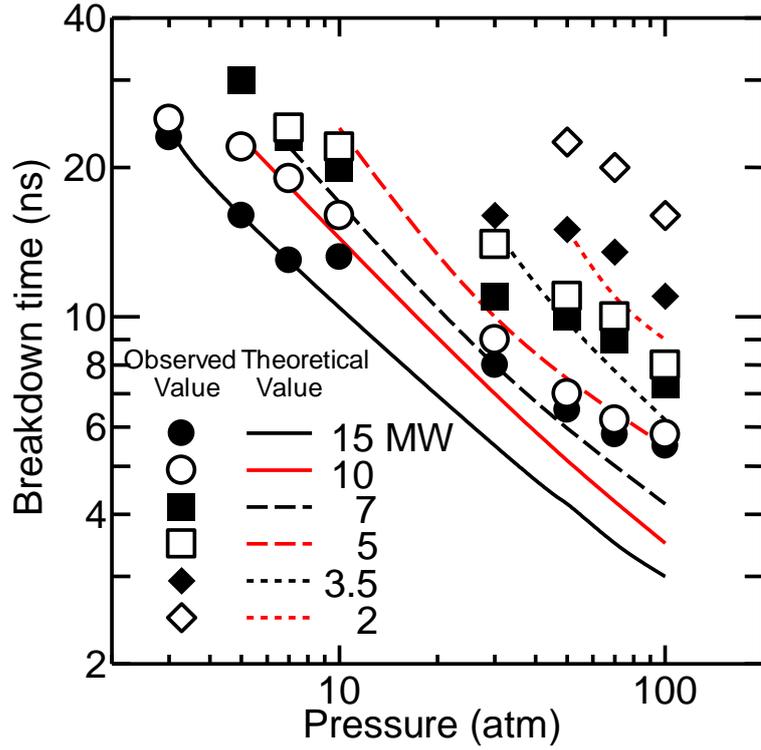


図 3-4. 破壊時間の圧力依存性

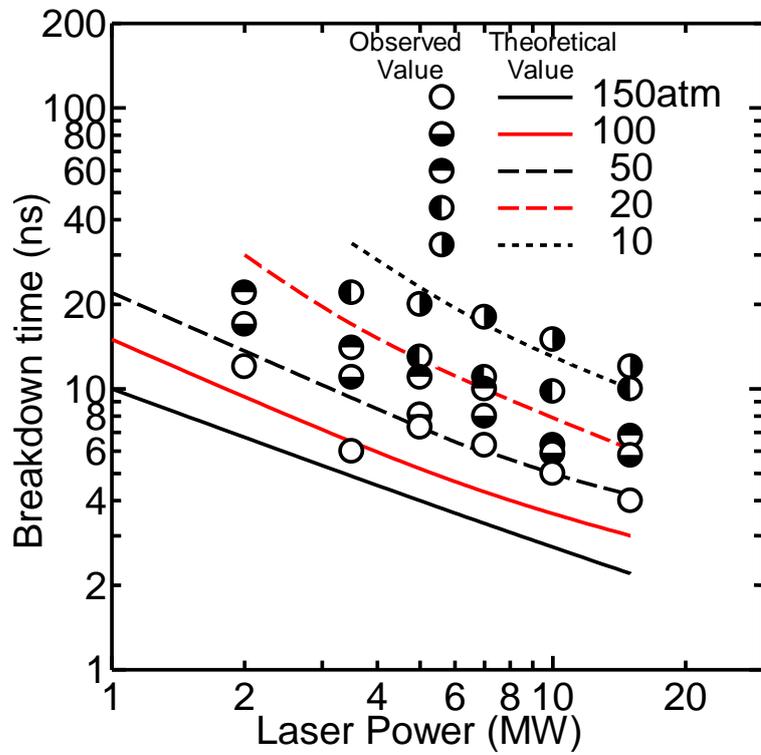


図 3-5. 破壊時間のレーザーパワー依存性

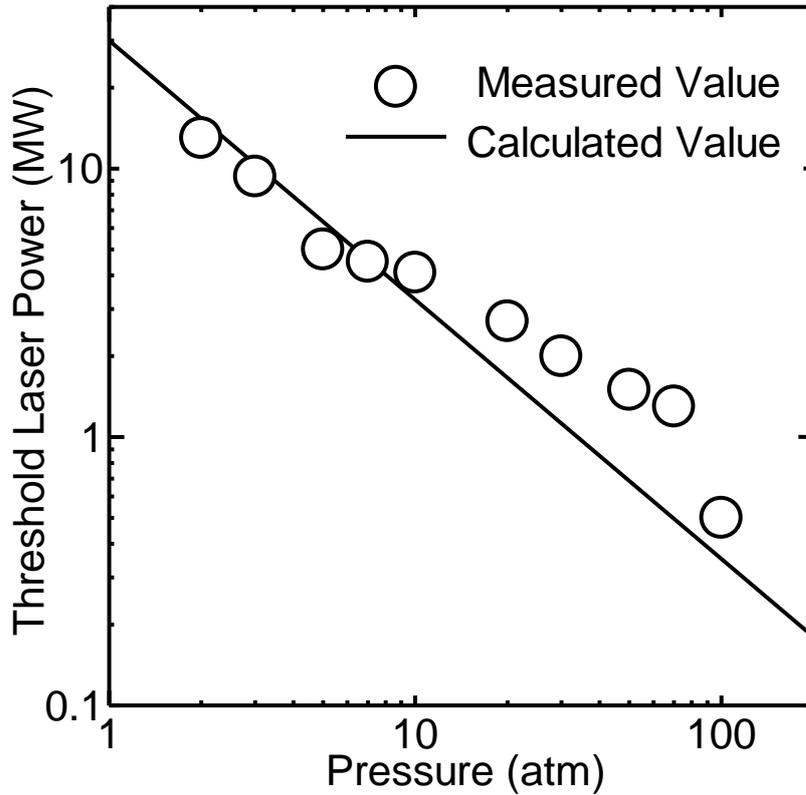


図 3-6. 破壊のしきい値の圧力依存性

### 3.4 レンズの焦点距離の変化

レーザ光強度が破壊のしきい値付近の時、圧力が増加すると絶縁破壊が発生する場所が光軸前方に移動する現象が観測された。レーザ光はレンズによって集光されているので光強度は集光レンズの焦点が一番高い。その為、圧力の増加に伴い気体の屈折率が無視できなくなり、実際の焦点距離が伸びたのではないかと考えられる。そこで、気体の屈折率を考慮した集光レンズの実効的な焦点距離を求めた。この為、レーザ光源からの出射ビームは、ほぼ平行ビームと仮定し、レーザビーム、集光レンズおよび焦点の幾何学的配置を図 3-7a,b に示した。まず、図 3-7a において次の関係式が成り立つ。

$$\frac{R}{V_c} = \frac{F}{V_c} + \frac{T_d}{V_d} \quad (3-25), \quad R = \sqrt{F^2 + T_d^2} + r^2 \quad (3-25)'$$

ここで、 $V_c$ 、 $V_d$  は真空中とレンズの誘電体中の位相速度、 $F$  はレンズの焦点距離、 $R$

は光軸から  $r$  だけ離れた点における焦点からレンズまでの距離、 $T_d$  はレンズの厚さを表す。レンズの屈折率  $n$  は  $V_c / V_d$  で表されるので、上記 2 式から、レンズの厚さ  $T_d$  は以下の式で表される。

$$T_d = \frac{-(n-1)F + \sqrt{(n-1)^2 F^2 + (n^2 - 1) r^2}}{n^2 - 1} \quad (3-26)$$

次にガスの圧力が高くなり、その屈折率が無視できない場合には、図 3-7b が対応するので (3-25) 式は以下のように書き直される。

$$\frac{R_x}{V_x} = \frac{F_x}{V_x} + \frac{T_d}{V_d} \quad (3-27), \quad R_x = \frac{F_x + T_d}{V_x} + r^2 \quad (3-27)'$$

ここで、 $V_x$  は高压気体中の位相速度である。(3-27) 式と (3-27)' 式から、実効焦点距離  $F_x$  について解くと以下のようなになる。

$$F_x = \frac{r^2 - (n^2/n_x^2 - 1)T_d^2}{2(n/n_x - 1)T_d} \quad (3-28)$$

ここで、 $n_x$  は高压気体中の屈折率を表す。

(3-26) 式において、 $r/F \ll 1$  と近似できる場合、 $T_d$  は、次のように近似できる。

$$T_d \cong \frac{r^2}{2(n-1)F} \quad (3-26)'$$

この式を、(3-28) 式に代入して次式を得る。

$$F_x \approx \frac{(n-1)F}{\frac{n}{n_x} - 1} \quad (3-29)$$

また、気体の屈折率の圧力依存性は、圧力  $p$  (atm)、1 気圧のアルゴンガスの屈折率を  $n_{x0}$  として以下のように表される。<sup>(108)</sup>

$$n_x = 1 + p(n_{x0} - 1) \quad (3-30)$$

圧力の増加による屈折率の増加が 1 より大きく離れていない時は次式で近似できる。

$$F_x \approx \left( 1 + \frac{p(n_{x0} - 1)n}{n - 1} \right) F \quad (3-31)$$

上式より、実効焦点距離は圧力の増加に伴い伸びる。この為、上式にレンズの屈折率

$n = 1.486$ 、1気圧のアルゴンガスの屈折率  $n_{x0} = 1 + 2.837 \times 10^{-4}$ 、レンズの焦点距離  $F = 40$  (mm) を代入して計算した結果を図 3-8 に示す。焦点距離の増加は、ストリークカメラを用いて測定した。図より測定値と理論計算値を比較するとほぼ一致した。以上の結果から、圧力が高くなるとレンズの実効的な焦点距離が 150 (atm) で数 mm 伸び、無視できないことが分かった。

圧力を変えて実験をする時は、圧力による焦点距離の増加を考慮し、実験前にしきい値付近のレーザーパワーでプラズマを生成し、焦点を求めてから実験を行った。

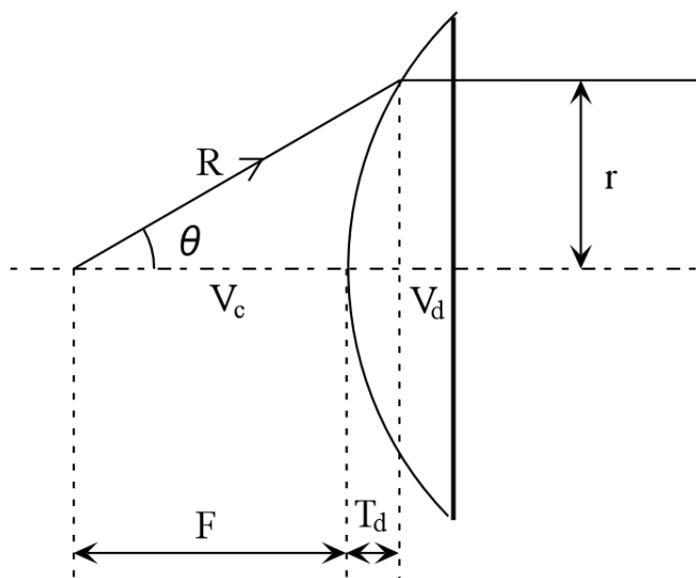


図 3-7a. 真空中におけるレンズと焦点距離の関係

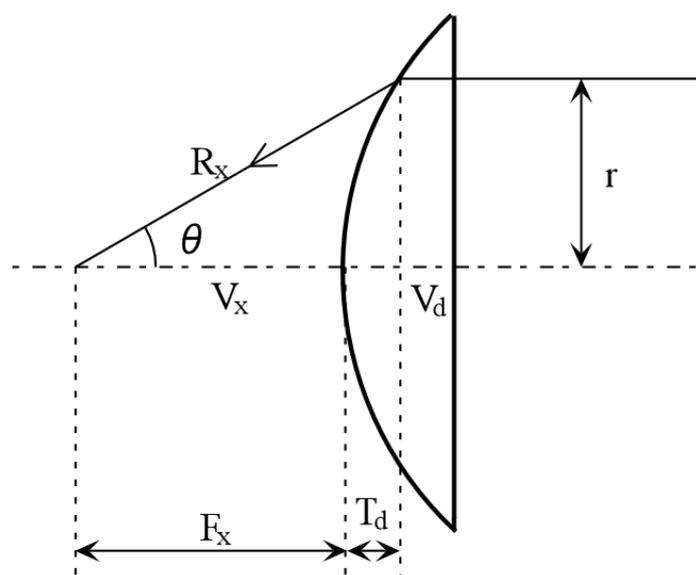


図 3-7b. 高気圧ガス中でのレンズと焦点距離の関係

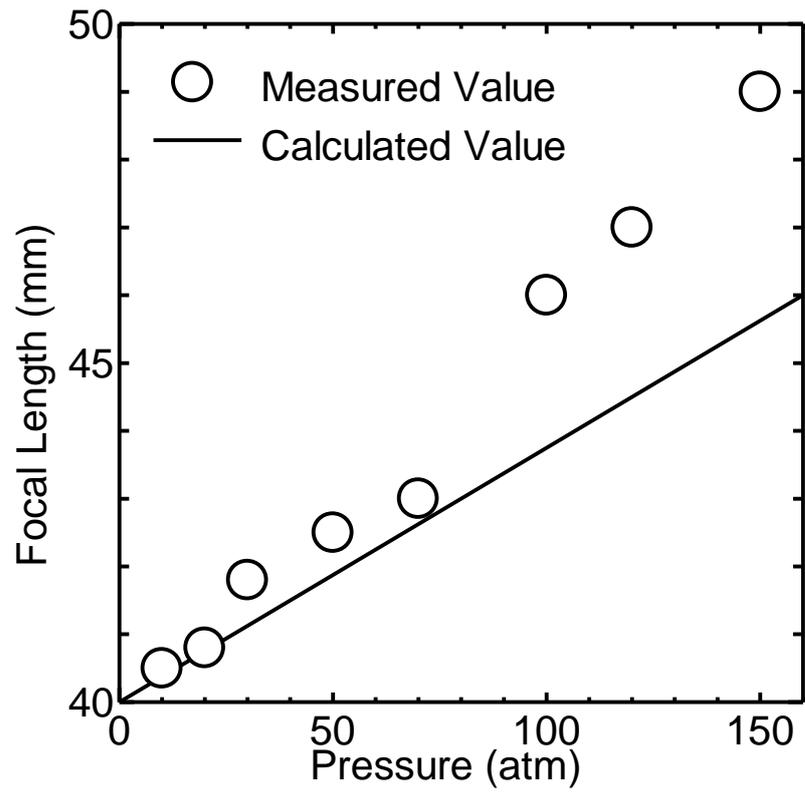


図 3-8. 焦点距離の圧力依存性

## 付録 1

## 自由拡散の計算

プラズマ生成以前の拡散は、電子密度が低い為、自由拡散で起こると考えた。

レーザパルス時間  $\tau$  の間に電子の拡散による二次元の拡がり半径  $r_D$  は以下の式で与えられる。

$$r_D \cong \sqrt{4D_e\tau} \quad (\text{A1-1})$$

ここで、 $D_e$  は電子の拡散係数を表し次式で与えられる。

$$D_e = \frac{KT_e}{m_e\nu_{em}} \quad (\text{A1-2})$$

ここで、 $m_e$  は電子の質量、 $\nu_{em}$  は衝突周波数、 $K$  はボルツマン定数、 $T_e$  は電子温度を表す。

これが、焦点領域の大きさより十分小さければ、拡散過程は省略できる。そこで、圧力  $p=10$  (atm)、電子温度  $T_e=10$  (eV) とすると衝突周波数は次式で表される。

$$\nu_{em} = \frac{\langle v \rangle}{\lambda_m} = \frac{7.3 \times 10^5 \sqrt{T_e}}{2.6 \times 10^{-8}} = 0.88 \times 10^{14} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (\text{A1-3})$$

よって、(A1-2) 式と (A1-3) 式より拡散係数は以下の値となる。

$$D_e = 0.019 \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (\text{A1-4})$$

次に、(A1-4) 式を (A1-1) 式に代入し拡散時間  $\tau=10$  (ns) とすると拡散距離は  $r_D = 27.5$  ( $\mu\text{m}$ ) となり、集光レンズの焦点における平均半径  $r = 50$  ( $\mu\text{m}$ ) より小さい。よって、プラズマ生成以前における拡散は考慮しなかった。

## 第四章 レーザプラズマの物性

### 4.1 電子密度分布

紫外線レーザーによって高圧アルゴンガス中に生成したプラズマの物性を知ること  
は、その成長機構を知る上で重要である。レーザー光を集光することによって 150  
(atm) までの高圧気体中に生成されるプラズマの電子密度はアルゴンイオンレー  
ザを用いてマッハツェンダー干渉計を構成し、その位相差の変化から電子密度を求  
めた。

#### 4.1.1 実験方法

電子密度の測定に用いた実験装置を図 4-1 に示す。紫外線レーザーによって生成し  
たプラズマの密度は、アルゴンイオンレーザーでマッハツェンダー干渉計を構成し、  
位相差の変化から測定を行った。アルゴンイオンレーザーは、波長 488 (nm)、最大  
パワー15 (mW) で発振する。圧力が数十気圧以上になるとプラズマ領域内での密  
度勾配が大きくなるため、入射レーザー光の大部分が屈折、散乱され、透過光成分は  
小さくなる。そこで、ハーフミラーをスプリッタに変え、プローブレザーのプラズ  
マ中を透過する光のパワーを大きくした。スプリッタは厚さ 1 (mm) の石英ガラス

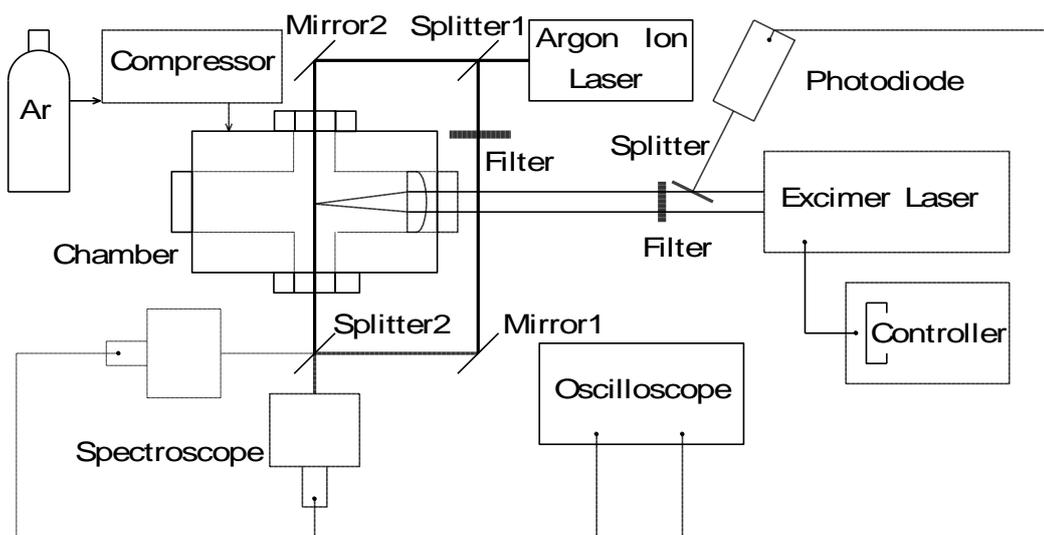


図 4-1. 電子密度測定配置図

板で、透過率約 90%、反射率約 10%である。また分光器は、点線の場所から実線で表した場所に移動して使用した。透過光と参照光の位相差を精度良く測定するには、両者の強度をほぼ等しくなるように調整しておくことが望ましい。しかし、透過光強度は、中心部の電子密度によって変化するので、参照光の光路にフィルターを挿入し、両者の強度が等しくなるように調整した。これにより、広範囲の電子密度測定が可能となった。紫外線レーザーによって生成したプラズマは集光レンズの焦点から前方と後方に成長する。その為、密度分布を測定する時は、ミラー2 とスプリッター2 をマイクロメータ付き X ステージにのせ前後に動かして測定した。プラズマの発光は多くの波長の光を含んでいる、この為、分光器をアルゴンレーザー光の発振波長に設定し、外乱光の影響を取り除いた。

#### 4.1.2 透過干渉法による電子密度測定の実験と測定例

位相差の変化から電子密度  $n_e$  を求める方法を以下に示す。一般に、プラズマ中を伝搬してきたプローブレーザー光と大気中を伝搬してきたレーザー光を干渉させると、光路間の伝搬時間の違いにより生じる位相差を  $2\pi$  で割った値  $F_L$  は以下の式で表される。

$$F_L = \frac{(1-\mu)L}{\lambda} \quad (4-1)$$

ここで、 $\mu$  はプラズマ中の屈折率、 $\lambda$  はアルゴンイオンレーザー光の波長、 $L$  は媒質中を透過するレーザー光の光路長を表し、図 2-9b に表されるそれぞれの場所におけるプラズマ半径方向の実測値を用いて計算した。

また、プラズマ中の屈折率  $\mu$  は以下のように表される。

$$\mu = \left\{ 1 - (\omega_p / \omega)^2 \right\}^{1/2} \cong 1 - (\omega_p / \omega)^2 / 2 \quad (4-2)$$

ここで、 $\omega_p$  はプラズマ角周波数と呼ばれる量で、(4-3) 式で表され、プラズマ周波数  $f_p$  は (4-3)' 式で表される。

$$\omega_p = \left( \frac{n_e e^2}{m \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (4-3), \quad f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = 8.98 \times \sqrt{n_e} \quad (4-3)'$$

(4-1) 式と (4-3) 式を用いると、電子密度  $n_e$  は次式で表される。

$$n_e = 2.18 \times 10^{15} \frac{F_L}{L\lambda} \quad (\text{m}^{-3}) \quad (4-4)$$

よって、位相差の変化を測定することにより電子密度  $n_e$  を求めることが出来る。

今回使用したアルゴンイオンレーザー光の波長は 488 (nm) なので、その周波数  $f_p$  は  $6.14 \times 10^{14}$  (Hz) となる。よって、アルゴンイオンレーザー光のカットオフ密度  $n_c$  は (4-3)' 式より  $4.68 \times 10^{27}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) となる。

スプリッター2 に入射する参照光の電界を  $E_r \exp(j\omega t)$ 、プラズマを透過した信号光の電界を  $E_s \exp(j(\omega t - \Delta\phi(t)))$  とすると、スプリッター 2 により合成された電界  $E(t)$  は次式で与えられる。

$$E(t) = E_s \exp(j(\omega t - \Delta\phi(t))) + E_r \exp(j\omega t) \quad (4-5)$$

これをホトマルで受けた時、出力電圧  $V(t)$  は次式で与えられる。

$$V(t) = \frac{1}{2} E(t) E^*(t)$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ |E_s|^2 |E_r|^2 + \frac{1}{2} \left\{ E_s E_r \exp(-\Delta\phi(t)) + E_r E_s \exp(j\Delta\phi(t)) \right\} \right\}$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ E_s^2 (1 + r^2) + |E_r|^2 r \cos(\Delta\phi(t) + \delta) \right\} \quad (4-6)$$

ただし、 $r = |E_s/E_r|$ 、 $\Delta\phi(t) = 2\pi F_L t$ 、 $\delta$  は  $\Delta\phi = 0$  の時の  $E_s$  と  $E_r$  の位相差を示す。

スプリッター2 (図 4-1 参照) を通った光を一旦分光器を通してプラズマの発光成分を取り除き、ホトマルで受光したときの出力波形を図 4-2 に示す。図 4-2 A,B,C が干渉波形を図 4-2 D がエキシマレーザー光の波形を表す。

チャンバーが真空の時、位相差の変化はなく (A 図)、圧力が高くなるに従って位相差の変化が大きくなる (B,C 図)。

一般に干渉波形は (4-6) 式に示したように、位相差の変化分  $\Delta\phi(t) = 2\pi F_L t$  の増減に伴って振動する。また、 $r$  が小さいとき、振動成分は抑圧されて小さくなる。

図 4-2 B,C 波形の最初の部分において、プラズマ領域に入射するプローブレーザー光の大部分がプラズマにより屈折、散乱されるので  $r$  が小さくなり振動成分は観測

されなかった。

密度が最も高くなった後は、拡散によりプラズマ領域が拡がり密度は減少しはじめるので、プローブレザ光の透過光強度も増加する。その結果、 $\Delta \phi(t)$ の減少過程での干渉波の振動が観測されるようになる。

電子密度が最大時の位相変化量は十分時間が経過し振動が収まったと考えられる時間を基準として、過去に逆上って振動回数  $F_L$  をプロットし、図 4-3 に示すようにレーザパルス終了時まで外挿する事により求めた。

なお、図 4-2 A,B,C において、エキシマレーザパルスが印加される直前のレベルが異なるのは、光学系が時間的にゆっくりとした外乱を受け、測定毎に、(4-6) 式の  $\delta$  に相当する量に変化しているためである。

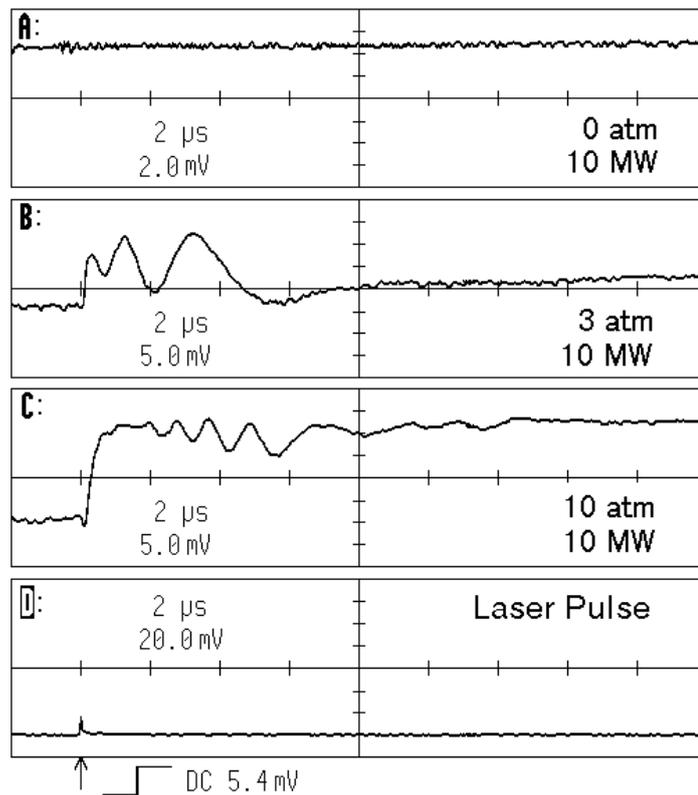


図 4-2. 位相差信号

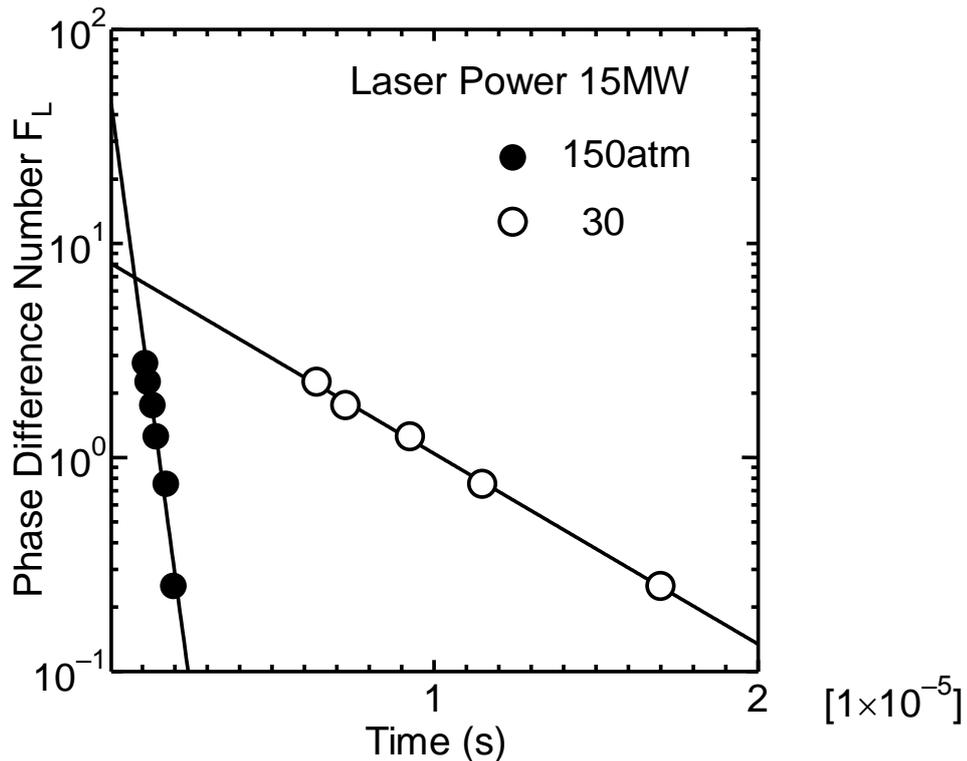


図 4-3. 位相差信号の外挿例

#### 4.1.3 実験結果

集光レンズの焦点における電子密度の最大値の圧力依存性を図 4-4 に示す。図中の実線は、初期原子密度を示す。電子密度は、圧力の増加と共に高くなる。また、レーザパワー15 (MW) の時、電子密度は 150 (atm) までほぼ完全電離状態であり、その時の電子密度は  $10^{27} \sim 10^{28} \text{ (m}^{-3}\text{)}$  に達し、高密度プラズマが生成されている事が分かった。しかし、レーザパワーが 5 (MW) 以下の時、電子密度は圧力の増加と共に飽和し、100 (atm) 以上で減少した。これは、圧力が高くなると周りのガスとの衝突により温度が低くなり、再結合の回数が増える為によるものである。

電子密度のレーザパワー依存性を図 4-5 に示す。図より、圧力が 50, 100 (atm) の時、レーザパワーの増加に伴い電子密度は急激に増加し 10 (MW) 以上になると飽和する事が分かった。

これは、レーザパワーが 10 (MW) 以上の場合、150 (atm) まで完全電離に近いプラズマが得られている為、レーザパワーの増加がプラズマの加熱に使われず、プラズマ長の増加に使われる為であると考えられる。この現象は、後方プラズマ長

の実験結果である図 2-5 からも分かる。

電子密度の測定にあたり、波長 488 (nm) のプローブ用レーザー光のカットオフ周波数は  $6.14 \times 10^{14}$  (Hz) となり、そのカットオフ密度は  $4.68 \times 10^{27}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) である。この値は、今回測定した電子密度の最大値より大きい。また、プラズマ生成用のレーザー光の波長は 308 (nm) なので、プローブレーザー光の波長よりさらに短く、プラズマ中を伝搬することが出来ると考えられる。そこで、プラズマ周波数とレーザー光の周波数を図 4-6 に示す。プラズマ周波数よりレーザー光の周波数が約二倍程高い事が分かった。

プラズマは、焦点後方ばかりでなく前方にも成長する。そこで、エキシマレーザー光の光軸に沿って焦点の前後における密度分布の測定を行った。その結果を図 4-7 に示す。電子密度は焦点で一番高く、前方や後方に行くに従って低くなっている。集光レンズの焦点でレーザー光の光強度が最も強い為、焦点における電子密度が最も高くなった。また、プラズマの形状が前方と後方で異なり、前方でレーザー光が自己収束している為、焦点前方における電子密度が後方より高くなったと考えられる。

以上の結果から、紫外線レーザー光を高圧アルゴンガス中に集光照射することによって生成されたプラズマの密度分布は場所によって異なることが分かった。

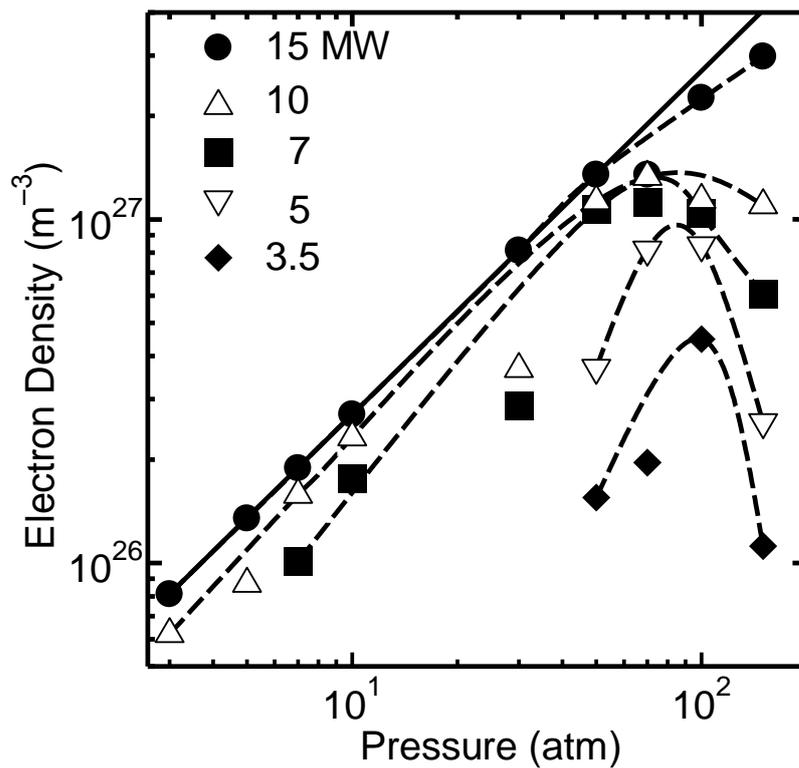


図 4-4. 電子密度の圧力依存性

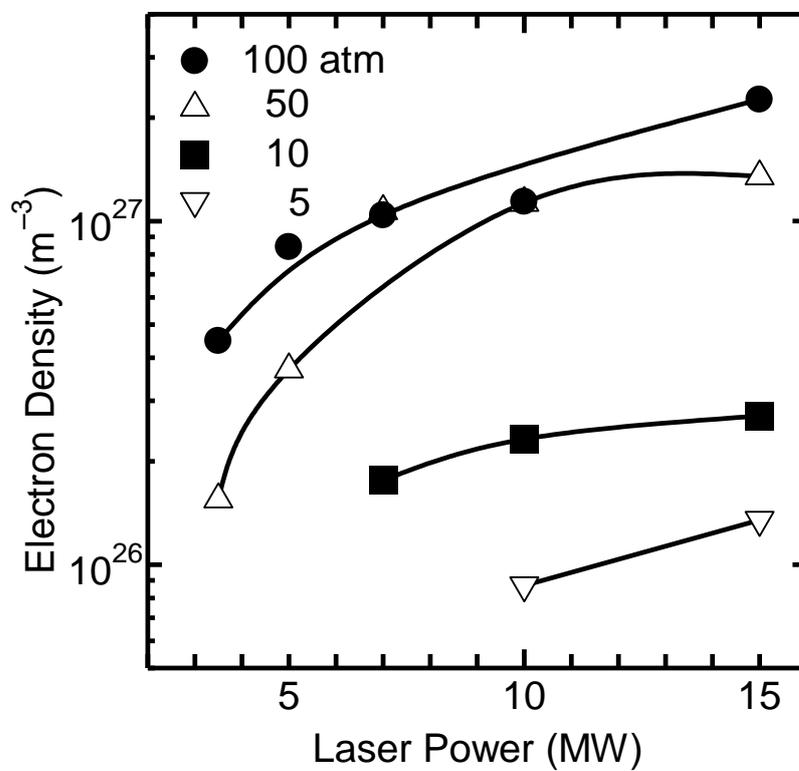


図 4-5. 電子密度のレーザーパワー依存性

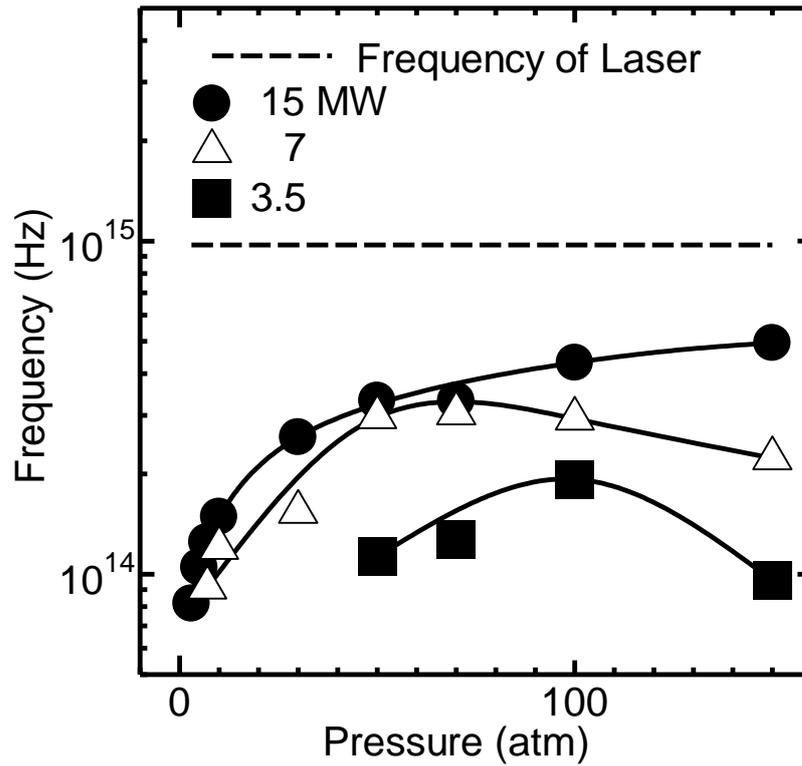


図 4-6. 圧力に対するプラズマ周波数とレーザ光の周波数

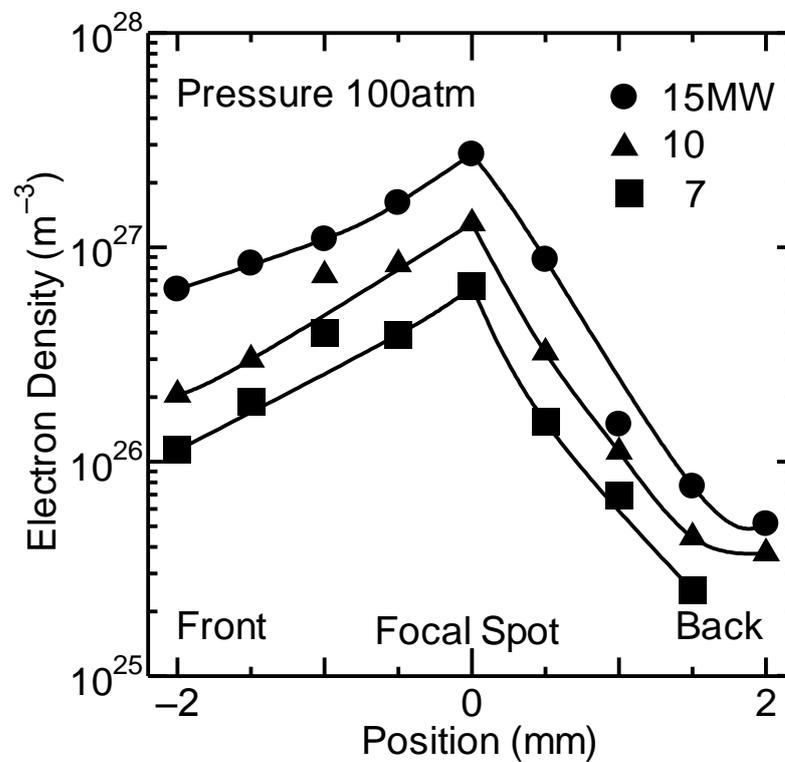


図 4-7. レーザプラズマの密度分布

#### 4.1.4 生起率方程式

電子密度の測定結果を理論計算結果と比較するため、簡単な生起率方程式をたて理論計算を行い電子密度  $n_e$  を求めた。

多光子電離、衝突電離、拡散及び再結合を考慮した場合、電子密度の生起率方程式は次式で表す。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha_N n_g \left( \frac{I}{h\nu} \right)^N + \nu_i n_e - D \nabla^2 n_e - \alpha_0 n_e^2 \quad (4-7)$$

ここで、 $D$  は拡散係数、 $\alpha_0$  は再結合係数を表す。

逆制動放射により電子に吸収されたレーザ光のエネルギーが全て電離に使われると仮定し、強度と電界の関係式  $I = (c\epsilon_0 E_0^2)/2$  を用いて、単位時間あたり1個の電子が衝突電離を起こす回数、すなわち衝突電離周波数  $\nu_i$  を表すと (3-7) 式で表されたように以下の式で表される。

$$\nu_i = \frac{n_g \sigma_{en} I}{N h \nu} \quad (4-8)$$

ここでアルゴンガスを用いた場合、光子の吸収係数  $\sigma_{en} \sim 1.138 \times 10^{-50} \text{ (m}^5\text{)}$  <sup>(95,107)</sup> とし、電離に必要な光子数  $N=4$  として計算すると  $\nu_i \doteq 4.74 \times 10^{-7} p I \text{ (s}^{-1}\text{)}$  となる。圧力  $p = 150 \text{ (atm)}$  までの範囲において、集光レンズの焦点においてほぼ完全電離プラズマが得られるレーザパワー10 (MW) 時の焦点におけるレーザ光強度  $I = 1.32 \times 10^{15} \text{ (W/m}^2\text{)}$  の時、衝突電離周波数は、 $\nu_i = 6.26 \times 10^{10} \text{ (s}^{-1}\text{)}$  程度となる。

密度勾配が存在するところでは、一般に拡散が生じる。プラズマ生成以前は、自由拡散で拡散が生じていると考えられる。(付録2参照) しかしプラズマ生成後は、電子密度が高く、両極性拡散で拡散が生じていると考えられる。この為、プラズマ生成後の電子密度の計算は、両極性拡散を考慮しなければならない。

両極性拡散の場合、拡散係数は次式で表される。

$$D = \frac{\mu_i k T_e}{e} \quad (4-9)$$

ここで、 $\mu_i$  はイオンの移動度、 $k$  はボルツマン定数、 $e$  は電子の電荷を表す。

気体圧力  $p \doteq 100 \text{ (atm)}$ 、電子温度  $T_e \doteq 10^5 \text{ (K)}$ 、焦点体積の半径

$r_0 = (r_{\parallel} + r_0)/2 = 50 \times 10^{-6}$  (m) から特性拡散長  $\Lambda$  は  $\Lambda = r_0 / \pi \doteq 10^{-5}$  (m) とし、イオン移動度の実測値<sup>(109)</sup>を用いて計算すると、単位時間あたりの拡散による損失の割合は  $D / \Lambda^2 \doteq 10^7$  となり衝突電離周波数より 3 桁小さくなる。よって、拡散による損失は無視した。

また、再結合過程として、放射再結合, 二電子三体再結合, 解離再結合が考えられる。放射再結合係数  $\alpha_1$ 、二電子三体再結合係数  $\alpha_2$ <sup>(110)</sup> は次式で表される。

$$\alpha_1 \approx 10^{-18} \sim 10^{-19} \quad (\text{m}^3/\text{s}) \quad (4-10)$$

$$\alpha_2 = 5.6 \times 10^{-21} n_e T_e^{-9/2} \quad (\text{m}^3/\text{s}) \quad (4-11)$$

ここで、 $T_e$  は電子温度を表す。

電子密度として  $n_e \doteq 10^{27}$  ( $\text{m}^{-3}$ )、電子温度として  $T_e \doteq 10^5$  (K) を仮定すると、それぞれの係数は  $\alpha_2 \doteq 10^{-16}$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) となり  $\alpha_2$  が  $\alpha_1$  と比べ二桁以上大きい値となる。

再結合による単位時間あたりの損失の割合は、二電子三体再結合係数を用いた場合、 $\alpha_2 n_e \doteq 10^{11}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) なので、衝突電離周波数  $\nu_i = 6.26 \times 10^{10}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) とほぼ等しい値となり、小さいと言えない。

以上の結果から、電子密度の時間変化はプラズマの生成に支配的でない多光子電離と拡散の項を除き、衝突電離と二電子三体再結合のみ考慮した。その結果、レーザパルス照射中における電子密度の時間変化は次式で表す。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e - \alpha_2 n_e^2 \quad (4-12)$$

圧力 100 (atm)、レーザパワー 10 (MW) の時、理論計算した電子密度の時間変化を図 4-8 に示す。図より、レーザ光が照射されてから約 3 (ns) 後プラズマが生成されていることが分かる。

集光レンズの焦点において理論計算した電子密度の最大値を圧力に対してとったものを図 4-9 に示す。図中の実線は初期原子密度を表している。図より電子密度は圧力の増加と共に増加し飽和した。

理論計算した電子密度の最大値のレーザパワー依存性を図 4-10 に示す。圧力が高い場合、図に表されていないが、電子密度はレーザパワーが低い所で急激に立ち上がる。これは、破壊のしきい値付近のレーザパワーと一致する。その後、電子密

度はレーザーパワーの増加に伴い、ゆっくりと増加する。これは、図 4-5 に示す実験結果と定性的にはほぼ一致した。

#### 4.1.5 まとめ

高压ガス中に生成したプラズマの電子密度についてレーザー干渉計を用い位相差の変化から電子密度を求めた。電子密度はレーザーパワーが 15 (MW) の時、圧力の増加に伴い増加し 150 (atm) まで完全電離し、その電子密度は  $10^{27} \text{ (m}^{-3}\text{)}$  に達していることが分かった。また、紫外線レーザーで生成した高压プラズマは焦点後方のみならず前方にも成長する。その為、密度分布を測定した結果、電子密度は、集光レンズの焦点で最も高く、後方より前方の電子密度が高くなった。

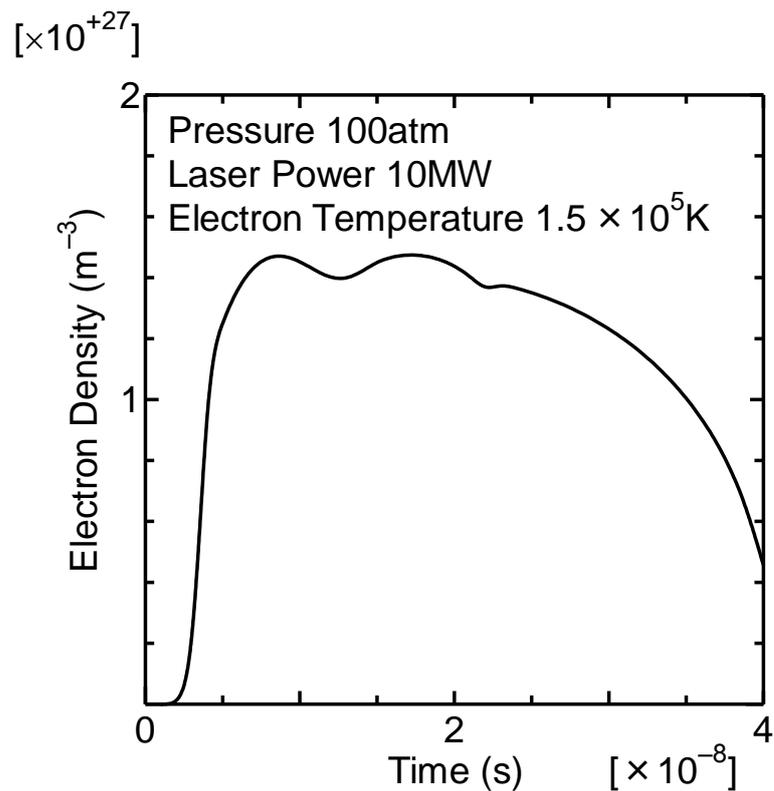


図 4-8. 電子密度の時間変化

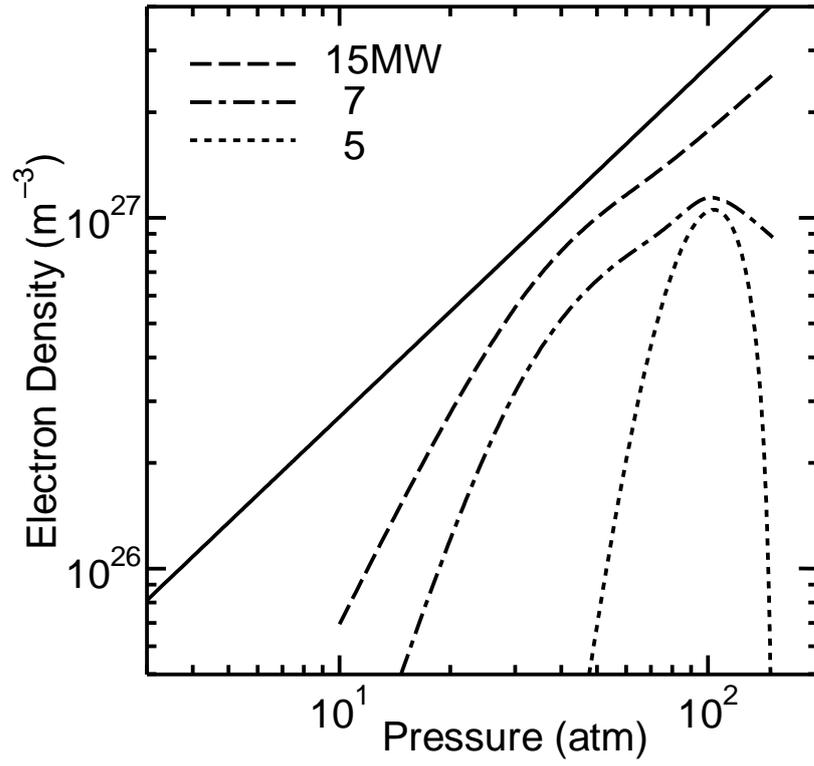


図 4-9. 理論計算した電子密度の圧力依存性

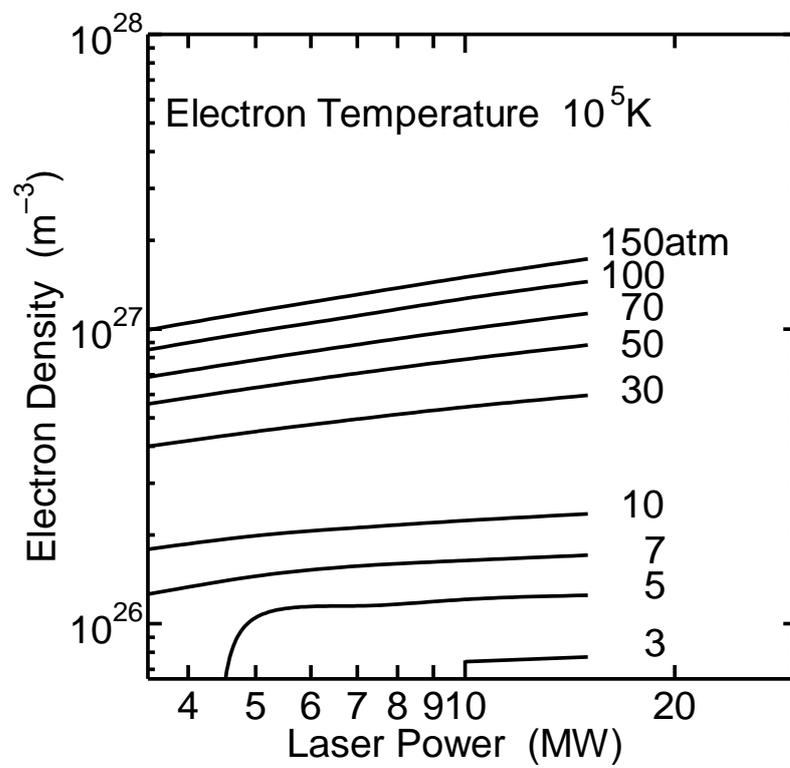


図 4-10. 理論計算した電子密度のレーザパワー依存性

## 4.2 電子温度分布

高圧アルゴンガス中に生成したプラズマの温度分布は、プラズマの発光を分光測定し線スペクトル強度比と連続光強度分布から求めた。

### 4.2.1 線スペクトル強度比を用いた温度計測

一般に、高密度プラズマで放射過程が衝突過程に比べて無視でき、各準位間の分布が衝突過程のみで決定されると仮定したモデルを局所熱平衡モデルと言う。線強度比から温度を決定する場合、どの準位間のスペクトルを用いるかが重要な問題となる。励起準位のうち、エネルギー間隔の最も大きい準位間では、衝突による平衡条件が成り立ちにくいと考えられる。今回、エキシマレーザを高圧ガス中に集光照射する事によって生成されたプラズマは、電子密度が  $10^{27} \text{ (m}^{-3}\text{)}$  と高密度なので、衝突過程に比べ放射過程が無視出来る。また、二本の線スペクトル強度比から温度を求めると誤差が大きくなるのでいくつかの線スペクトル強度を測定し、 $\ln\{I_{ij}/A_{ij}g_i\nu_{ij}\}$  を  $E_i$  に対してプロットし、実測値が直線に乗っていることから局所熱平衡(Local Thermal Equilibrium)が成り立っていることを確かめ、その直線の傾きから電子温度  $T_e$  を求めた。その理論式を以下に表す。(11)

局所熱平衡にある系では、エネルギー準位  $i$  にある励起密度  $n_i$  はボルツマン分布によって表される。

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i}{U(T_e)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (4-13)$$

ここで、 $n$  は原子・イオン全体の密度を表し、 $E_i$  は基底状態から準位  $i$  への励起エネルギー、 $g_i$  は準位  $i$  の統計的重み、 $U(T_e)$  は分配関数で表され、次式のようなになる。

$$U(T_e) = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (4-14)$$

準位  $i$  から  $j$  への遷移確率を  $A_{ij}$ 、その時放射されるスペクトル線の周波数を  $\nu_{ij}$ 、強度を  $I_{ij}$  とすると、 $I_{ij}$  は次式で与えられる。

$$I_{ij} = n_i A_{ij} \nu_{ij}$$

$$I_{ij} = \frac{n}{U} g_i A_{ij} \nu_{ij} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (4-15)$$

ただし、 $\nu_{ij} = (E_i - E_j/h)$ とする。

同様にして、準位  $k$  から  $l$  への遷移に伴うスペクトル線強度  $I_{kl}$  は

$$I_{kl} = \frac{n}{U} g_k A_{kl} \nu_{kl} \exp\left(-\frac{E_k}{kT_e}\right) \quad (4-16)$$

となる。

ここで、 $I_{ij}$  と  $I_{kl}$  の比をとると

$$\frac{I_{ij}}{I_{kl}} = \frac{g_i A_{ij} \nu_{ij}}{g_k A_{kl} \nu_{kl}} \exp\left(-\frac{E_i - E_k}{kT_e}\right) \quad (4-17)$$

上式から  $g_i$  ,  $g_k$  ,  $A_{ij}$  ,  $A_{kl}$  の値が既知であれば、電子温度  $T_e$  を求める事が出来る。しかしながらこの方法では、どのスペクトル線を選ぶかによって  $T_e$  の値がバラツクので、本研究では以下のような方法を用いて、 $T_e$  のバラツキを押さえた。以下にその方法を示す。

まず、(4-15) 式を以下のように書き直す。

$$\ln\left(\frac{I_{ij}}{g_i A_{ij} \nu_{ij}}\right) - \ln\left(\frac{n}{U}\right) = -\frac{E_i}{kT_e} \quad (4-18)$$

上式において、定数項  $\ln(n/U)$  は別として、 $\ln(I_{ij}/g_i A_{ij} \nu_{ij})$  は  $E_i$  に比例し、その係数は  $-(1/kT_e)$  に等しいことが分かる。従って、多くのスペクトル線に対し、 $\ln(I_{ij}/g_i A_{ij} \nu_{ij})$  を  $E_i$  に対しプロットすれば良く、その直線の傾きから電子温度  $T_e$  が求められる。

#### 4.2.1.1 実験方法

線スペクトル強度比を用いた温度計測の実験は、レーザ光の発光を分光計測することにより求めた。実験装置を図 4-11 に示す。エキシマレーザによって高圧アルゴンガス中に生成されたプラズマは、白く発光しているので、その発光を焦点距離 120 (mm) のリレーレンズにより分光器のスリット上で 1 : 1 になるように配置した。分光器は、焦点距離 1000 (mm) で分解能が 0.016 (nm) の回折格子分光器 (日

本分光 (CT-100) を、光電子増倍管 (浜松ホトニクス社製 R761) は、波長感度範囲 200~800 (nm) の物を使用し、測定を行った。

温度の空間分布を測定する時は、ミラーをマイクロメータ付きの X ステージにのせ前後に移動させ測定した。

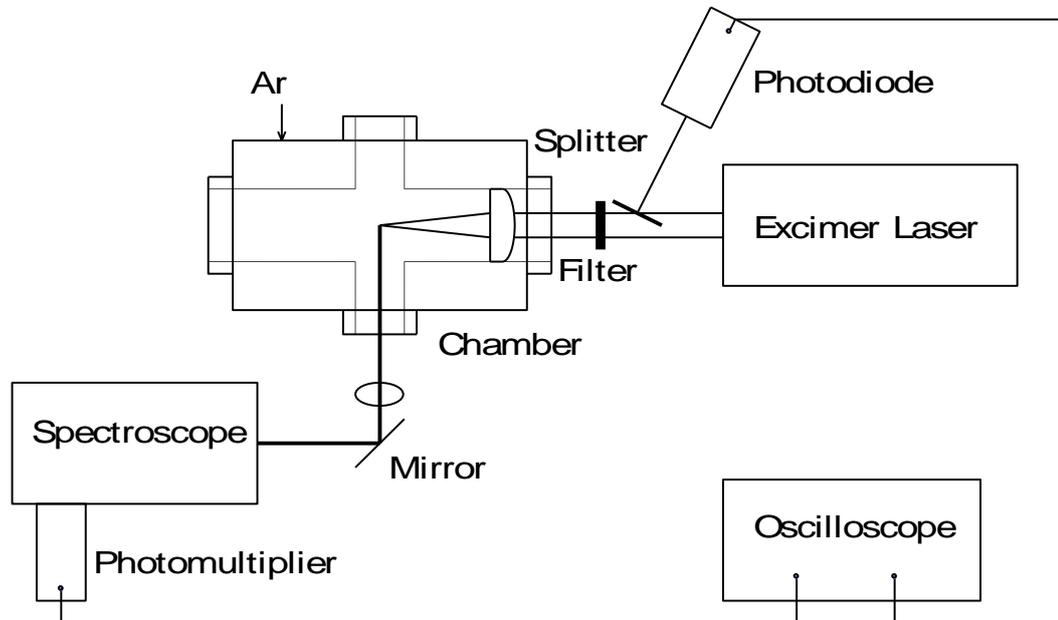


図 4-11. 電子温度測定配置図

#### 4.2.1.2 測定結果

一価のアルゴンのラインである波長 434.81 (nm)、レーザパワー10 (MW)、圧力 10 (atm) の時、分光波形と入射レーザ光の波形の一例を図 4-12 に示す。図より、分光波形は、入射レーザ光の立ち上がりよりも少し遅れて立ち上がり、ピークに達した後減少している事が分かる。レーザ光を分光器に直接入射し測定したところ測定系の遅れは、約 25 (ns) であった。図より、前方と後方では、波形の立ち上がり時間が異なる。これは、プラズマ成長速度が前方と後方で異なり、前方プラズマの方が後方より成長速度が速いことによるものである。また、分光波形において前方ではピークが二つ、後方ではピークが一つになる現象が観測された。そこで、前方において最初のピークをピーク 1、二つめのピークをピーク 2 と呼ぶ事にする。

圧力 30 (atm)、レーザパワー10 (MW) の時、光軸上の位置に対するピーク 1 とピーク 2 の現れる時間を図 4-13 に示す。図より、ピーク 2 は前方になるほど現

れる時刻が遅くなっていることが分かる。また、ピーク 1 は焦点において最小値を示しその後、前方において現れる時刻がわずかながら増加した。これは、図 2-3a に示すプラズマのストリーク像から分かるように、プラズマは最初集光レンズの焦点において生成され、その後前方と後方に成長するためであると考えられる。また、ピーク 1 は後方において、ピーク 2 と分離し難くなった。そこで、それぞれのピークが現れる時間を外挿したところ、焦点後方 2 (mm) 付近でピーク 1 とピーク 2 の現れる時間が一致した。

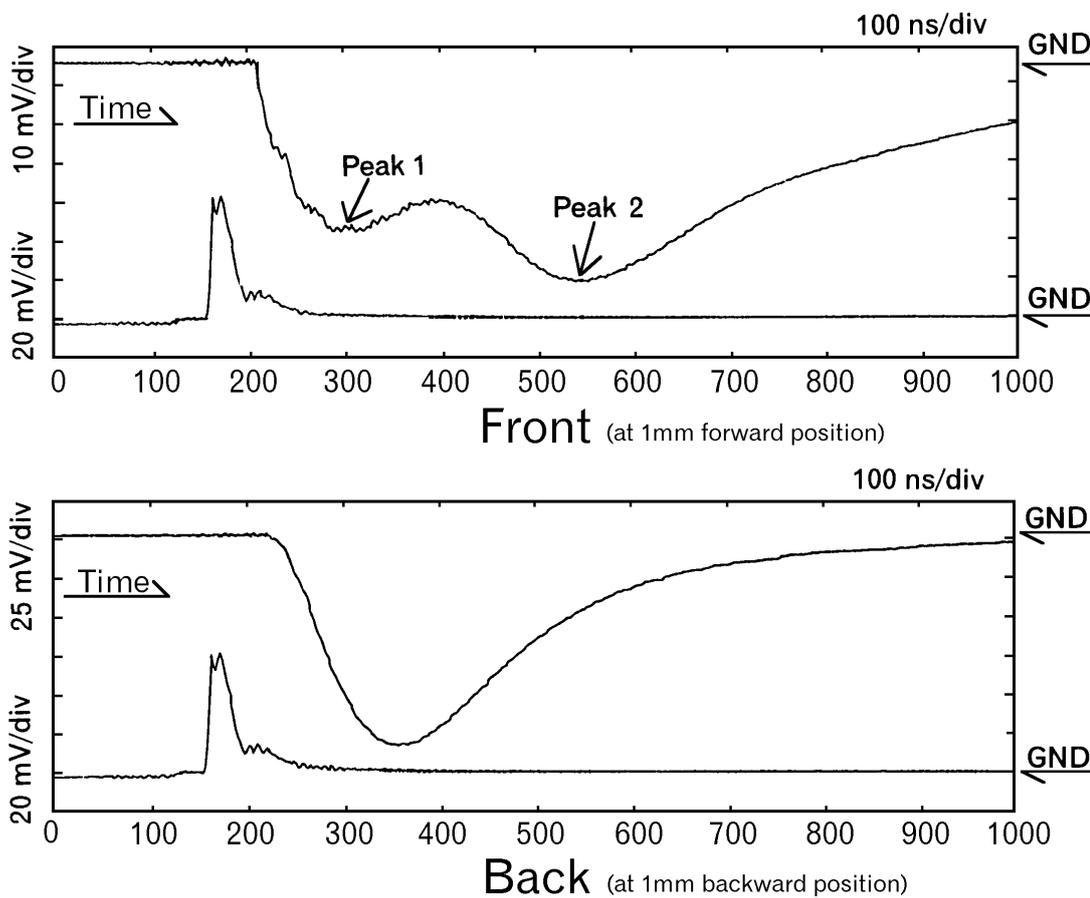
ピーク 2 の伝搬速度を種々の圧力に対してプロットした結果を図 4-14 に示す。ピーク 2 の伝搬速度は、焦点前方 0.2 (mm) と 0.5 (mm) の間におけるピーク 2 の時間と距離から求めた。

図より、ピーク 2 の伝搬速度は、圧力に逆比例している。そこで、プロットされた点の傾きをグラフから読みとったところ、ほぼ-1の傾きであった。

拡散係数は圧力に逆比例するので、ピーク 2 は、後方からの拡散によって生じているものと考えられる。また、ピーク 1 とピーク 2 の強度を比べてみるとピーク 2 の方が大きい。これは、レーザ光をレンズで集光しているため後方プラズマの方が前方より半径が大きく従って発光領域が大きいため、分光器の受ける光信号の強度が強くなる為であると考えられる。

レーザパワー 10 (MW) の時、光軸上の位置に対するピーク 2 の時間を図 4-15 に示す。図より後方から前方に行くに従いピークの現れる時間が遅くなった。また、圧力が高くなるとピーク 2 の現れる時間が遅くなり、70 (atm) 以上の圧力において、ピーク 2 は観測されなかった。これは、圧力が高くなると、他の原子やイオンとの衝突過程が多くなり、拡散速度が遅くなり、プラズマが拡散する前に冷やされ消滅する為であると考えられる。

従って、ピーク 1 は測定した場所からの発光であり、ピーク 2 は後方で発生したプラズマが測定点まで拡散した結果であり、プラズマの温度を測定するときはピーク 1 に注目して実験を行った。



Wavelength 434.81 nm  
 Pressure 10 atm      Laser Power 10MW

図 4-12. 分光器を通った光のホットマル出力波形

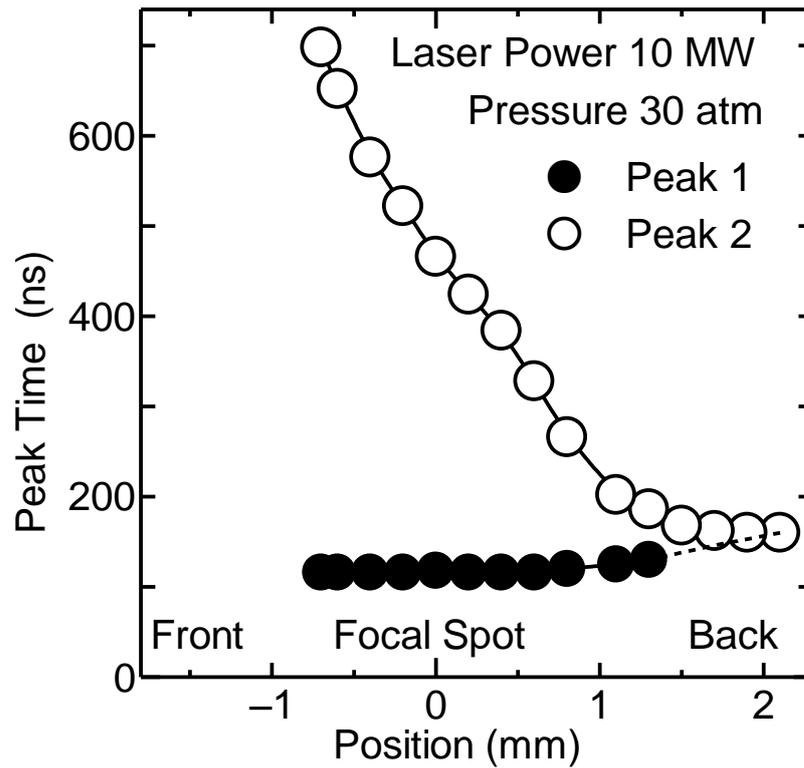


図 4-13. 光軸上の位置に対するピーク 1 とピーク 2 の時間

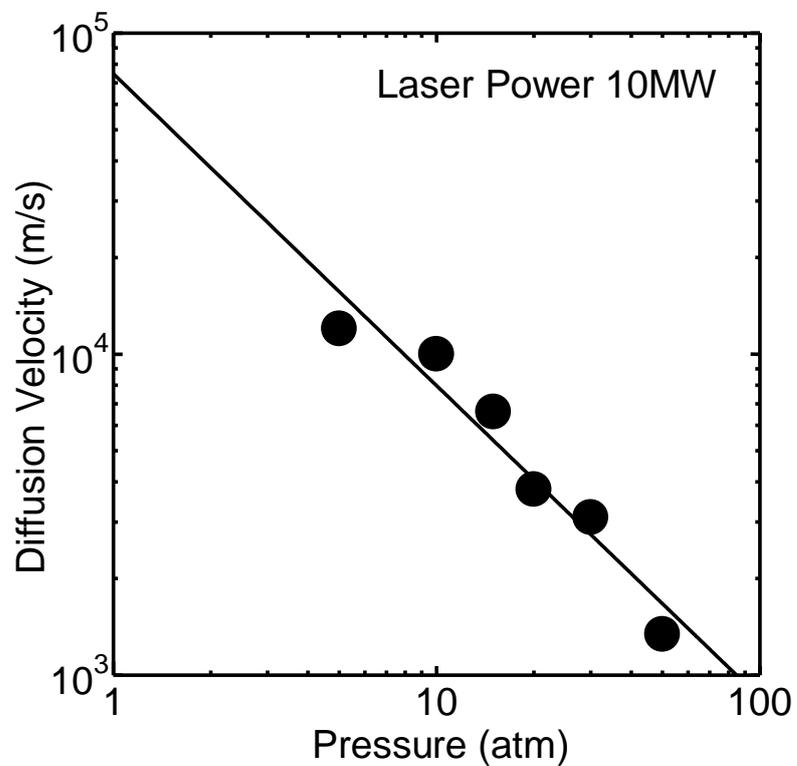


図 4-14. 圧力に対する拡散速度

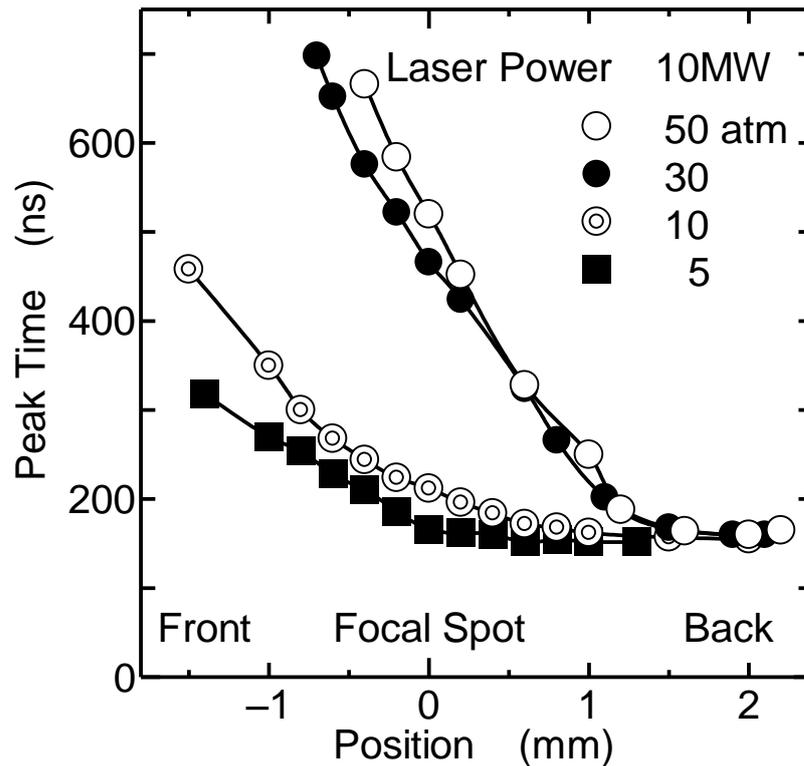


図 4-15. 光軸上の位置に対するピーク 2 の時間

集光レンズの焦点において、圧力 10 (atm) の時、分光器を通して得られた出力のピーク 1 の値を波長に対してとったものを図 4-16 に示す。測定は光電子増倍管の感度が良い 350~550 (nm) の間で行った。図より、連続光上に多くのラインが観測された。これらのラインは、一価のアルゴンのラインであり、多価イオンのラインはほとんど観測されなかった。これは、アルゴンガスがほぼ一価に電離しているためによるものと考えられる。電子温度は、これらのラインの中からいくつかのラインを選び、ライン強度から連続光の強度を引いた強度比から求めた。今回、温度測定に使用したラインを表 4-1 に示す。表 4-1 には関連する準位、遷移確率<sup>(112-121)</sup>等を表示した。

線スペクトル強度比をプロットしたものの一例を図 4-17 に示す。横軸が上準位のエネルギーレベルを表し、縦軸が光強度比を表す。図より、測定値が直線上にほぼのっていることからプラズマが局所熱平衡状態である事が分かる。電子温度は、図 4-17 に示した測定値を結ぶ直線の傾きから求めた。

例えば図 4-17 の 5 (atm) において、 $E_i$  が 22.7 (eV) 時  $\ln(I_{ij}/g_i A_{ij} \nu_{ij})$  は  $\ln 3.8$

となり、 $E_i$  が 19 (eV) 時  $\ln(I_{ij}/g_i A_{ij} \nu_{ij})$  は  $\ln 2.0$  となる。電子温度は、グラフの直線の傾きから求めると、 $1/kT_e = (\ln 3.8 - \ln 2.0)/(22.7 - 19)$  より、 $kT_e = 5.76$  (eV) となる。よって、電子温度  $T_e$  は約  $6.7 \times 10^4$  (K) となる。

集光レンズの焦点における電子温度の圧力依存性を図 4-18 に示す。エキシマレーザー光を高圧ガス中に集光することによって生成したプラズマの電子温度は最大  $10^5$  (K) 程度で、50 (atm) 以下では、圧力の増加に伴い電子温度も増加した。しかし、圧力が高くなると電子温度は飽和傾向を示し、あまり高くならなかった。この事は、入射レーザー光のエネルギーが電子密度の増加に費やされ、電子加熱まで至らなかった為であると考えられる。その為、電子温度は圧力が高くなると弱い圧力依存性を示したと考えられる。

集光レンズの焦点における電子温度のレーザーパワー依存性を図 4-19 に示す。図より、電子温度は、レーザーパワーにほとんど依存しない事が分かる。これは、レーザーパワーが増加すると、焦点後方にプラズマが速く成長してしまい、レーザーパワーの増加がプラズマの加熱に使われなくなる為によるものと考えられる。レーザーパワーの増加に伴い後方プラズマ長が長くなる現象は、後方プラズマ長のレーザーパワー依存性の実験結果である図 2-5 に見られる。

集光レンズの焦点における電子温度の時間変化を図 4-20 に示す。電子温度の時間変化は、焦点における分光波形のピーク 1 の時間変化から求めた。圧力が 5 (atm) 以下の時、電子温度がピークに達する時間は、ほぼレーザーパルスの終了時刻であった。

レーザープラズマの電子温度の時間変化は、レーザー光による加熱と損失によって決まる。高圧ガス中にレーザー光を集光照射する事によって生成されたプラズマは、1 気圧以下のガス中に放電等によって生成されたプラズマと異なり、電子温度とイオン温度はほぼ等しい。(付録 3 参照) レーザープラズマは、集光レンズを用いて生成するため、プラズマの大きさが小さく、周囲のガスとの衝突による損失が支配的であるとされる。

よって、実験結果から、圧力が低い時は、周囲の気体との衝突による損失が少ないため、レーザーパルスの終了時刻まで電子温度が増加したと考えられる。また、圧

力が高い時は、周囲の気体との衝突による損失が増加し、この為、電子温度のピーク時刻とレーザーパルスのピーク時刻がほぼ同じになったと考えられる。

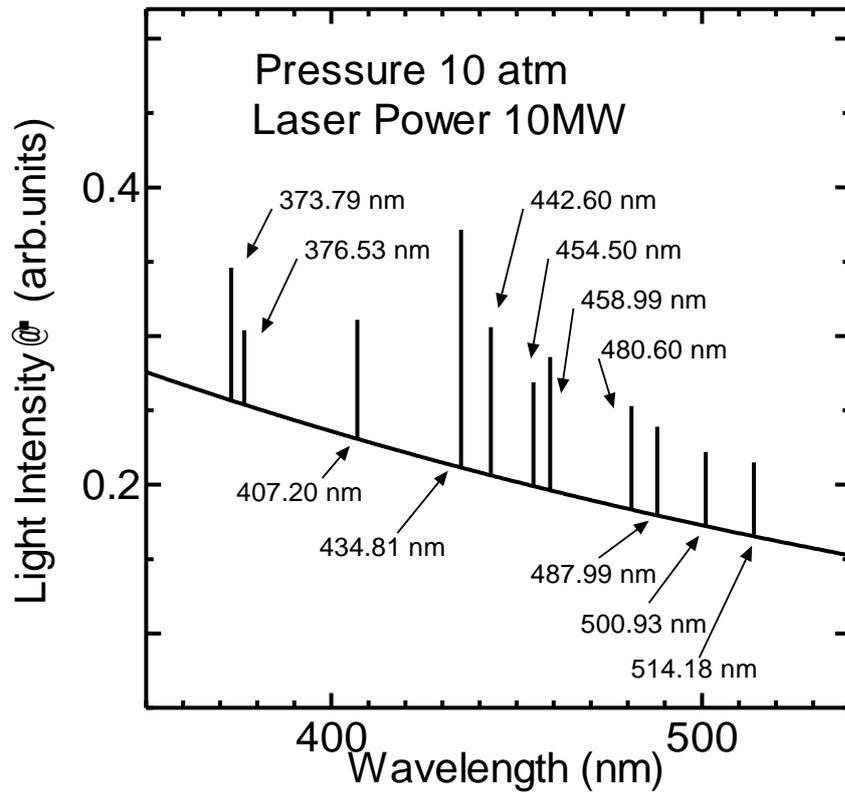


図 4-16. 集光レンズの焦点における分光出力の波長依存性

表 4-1. アルゴンイオン (Ar II) の線スペクトル

波長 $\lambda_{ij}$ (nm)	励起エネルギー		エネルギー準位		遷移確率 $A_{ij}$	統計的重み $g_i$
	$E_i$ (eV)	$E_j$ (eV)	Transition	J		
373.79	24.81	21.50	$4p' \ ^2D^{\circ} - 4d' \ ^2F$	5/2-7/2	2.3	6
376.53	22.51	19.22	$4p \ ^4P^{\circ} - 5s \ ^4P$	5/2-5/2	0.98	8
407.20	21.50	18.45	$4s' \ ^2D - 4p' \ ^2D^{\circ}$	5/2-5/2	0.57	6
434.81	19.49	16.64	$4s \ ^4P - 4p \ ^4D^{\circ}$	5/2-7/2	1.24	6
442.60	19.55	16.75	$4s \ ^4P - 4p \ ^4D^{\circ}$	3/2-5/2	0.83	4
454.50	19.87	17.14	$4s \ ^2P - 4p \ ^2P^{\circ}$	3/2-3/2	0.413	4
458.99	21.13	18.43	$4s' \ ^2D - 4p' \ ^2F^{\circ}$	3/2-5/2	0.82	6
480.60	19.22	16.64	$4s \ ^4P - 4p \ ^4P^{\circ}$	5/2-5/2	0.79	8
487.99	19.68	17.14	$4s \ ^2P - 4p \ ^2D^{\circ}$	3/2-5/2	0.78	6
500.93	19.22	16.75	$4s \ ^4P - 4p \ ^4P^{\circ}$	3/2-5/2	0.147	6
514.18	21.14	18.73	$3d \ ^2D - 4p' \ ^2F^{\circ}$	5/2-7/2	0.095	8

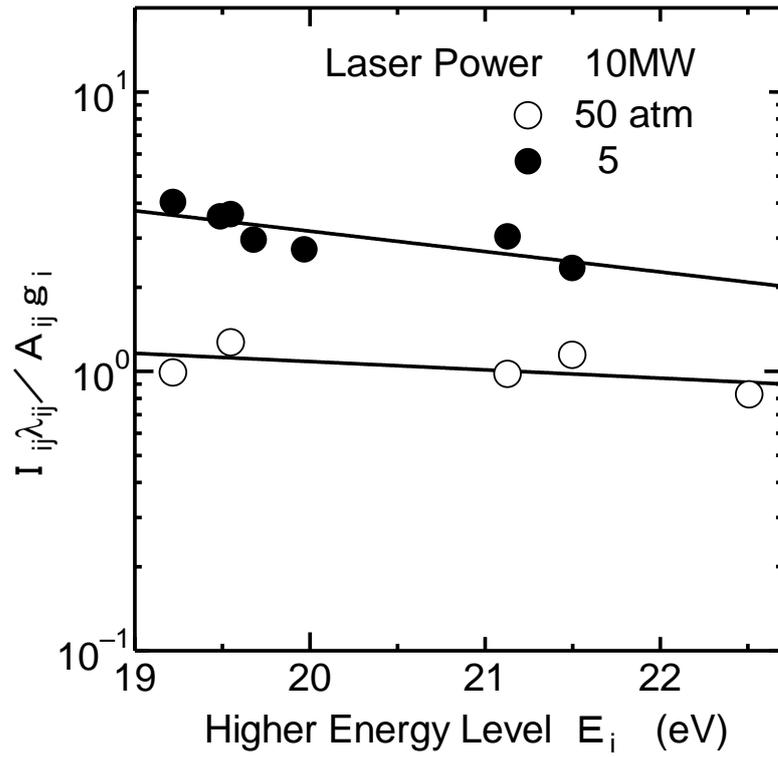


図 4-17. 上準位エネルギーに対する線スペクトル強度比

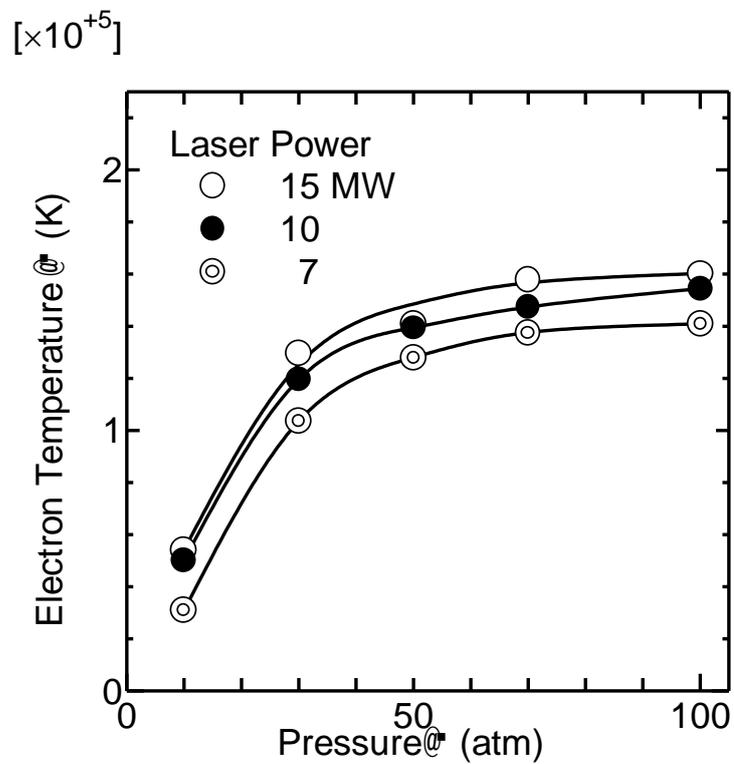


図 4-18. 焦点における電子温度の圧力依存性

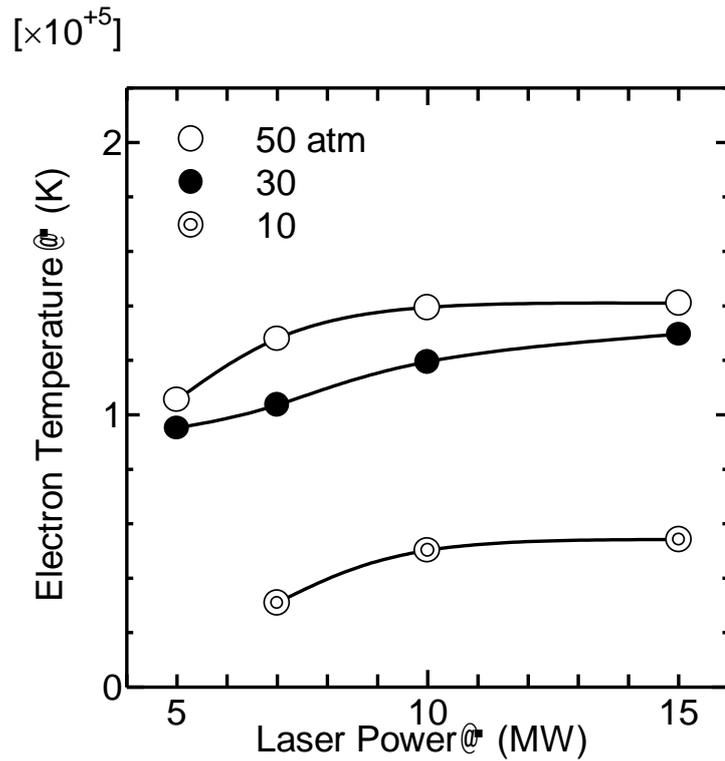


図 4-19. 焦点における電子温度のレーザパワー依存性

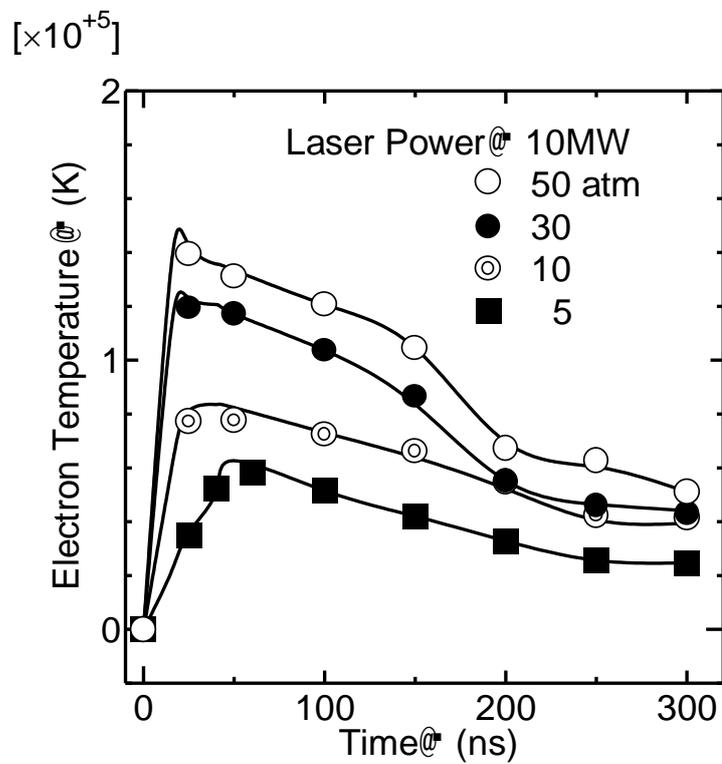


図 4-20. 焦点における電子温度の時間変化

## 4.2.2 連続光強度分布を用いた温度計測

線スペクトル強度比から求めた電子温度は、100 (atm) より高い圧力では、線スペクトルが連続光内に埋もれてしまい測定できなかった。そこで、次に連続光強度分布から電子温度を測定した。

### 4.2.2.1 理論 (プランクの放射法則)

温度  $T_e$  (K) で放射平衡にある黒体からの1つのモードに対する放射強度  $\rho(\lambda)$  (W/m<sup>3</sup>) は次式で表される。<sup>(122)</sup>

$$\rho(\lambda) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_e}\right) - 1} \quad (4-19)$$

ここで、 $C_1 = 3.74150 \times 10^{-15}$  (W/m<sup>2</sup>)、 $C_2 = 1.43879 \times 10^{-2}$  (m/K) を表す。

温度  $T_e$  (K) に対する放射光強度は上式で表されるので、温度  $T_e$  を与え、プラズマから放射される波長  $\lambda$  (m) の分光放射強度  $\rho(\lambda)$  (W/m<sup>3</sup>) を求めた。実験データと理論計算値を比較する場合、波長 400 (nm) の放射強度を規格値とし、即ち  $\rho(\lambda, T_e) / \rho(400\text{nm}, T_e)$  をプロットした。

電子温度  $10^5$  (K) の時、理論計算によって求めた、放射強度の波長依存性を図 4-21a に、実験値から求めた連続光強度分布を図 4-21b に示す。波長の増加と共に分光出力のピーク値は減少している。また図 4-21b において、波長 600 (nm) 付近で連続光強度分布が増加している。これは、今回実験に使用したエキシマレーザー光の波長が 308 (nm) なので、レーザー光の第二高調波によって生じた結果であると考えられる。実際、レーザー光を直接入射し高調波の影響を測定したところ 600 (nm) 付近で出力が大きくなり第二高調波の影響が観測された。しかし、実際温度を求める為に用いた波長範囲は 400 (nm) ~ 500 (nm) の範囲なので第二高調波の影響は問題ない。

### 4.2.2.2 測定結果

集光レンズの焦点における電子温度の圧力依存性を図 4-22 に示す。図中の破線は、

線スペクトル強度比から求めた電子温度（図4—18）を表している。図より、線スペクトル強度比から求めた電子温度と連続光から求めた電子温度は定性的にはほぼ一致し、最大電子温度は約 $10^5$  (K) であった。しかし、定量的には線スペクトル強度比を用いて測定した電子温度がやや大きくなった。また、レーザ光のパワーが低く、圧力が100 (atm) 以上になると電子温度が急激に低くなった。これは、圧力が増加すると衝突周波数が増加し、それに伴い逆制動放射による吸収係数が増加し、電子温度が上昇する。しかし同時に、周りの気体原子との衝突によるエネルギー損失も増加するので、電子温度が急激に低下したと考えられる。

電子温度のレーザパワー依存性を図4—23に示す。電子温度は線スペクトル強度比から求めた図4—19と同じようにレーザパワーの増加と共に増加し、レーザパワーがある程度高くなるとほぼ一定の値になった。また、圧力50 (atm)、レーザパワー5 (MW) の時、連続光から求めた電子温度が、線スペクトル強度比から求めた電子温度と異なり低い。これはレーザパワーが低い時の測定値の為、周囲のガスによる冷却の効果が大きく、測定誤差であると考えられる。

電子温度分布の測定結果を図4—24に示す。電子温度は焦点で一番高く前方や後方で低く、後方と前方の温度は、ほぼ等しくなった。前方において自己収束が起こり、光強度が後方より前方の方が高くなっていると考えられるが、前方と後方の電子温度がほぼ等しくなったのは、後方より前方のプラズマ半径方向の拡がり小さく、前方プラズマが周囲のガスによって冷却された為によるものと考えられる。

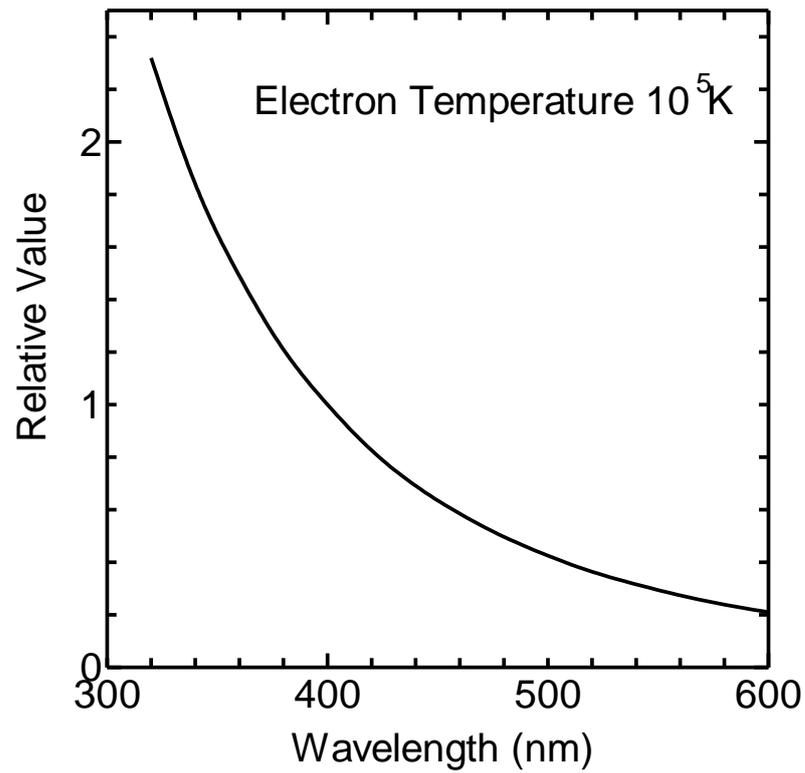


図4-21a. プランクの放射法則から求めた放射強度の波長依存性

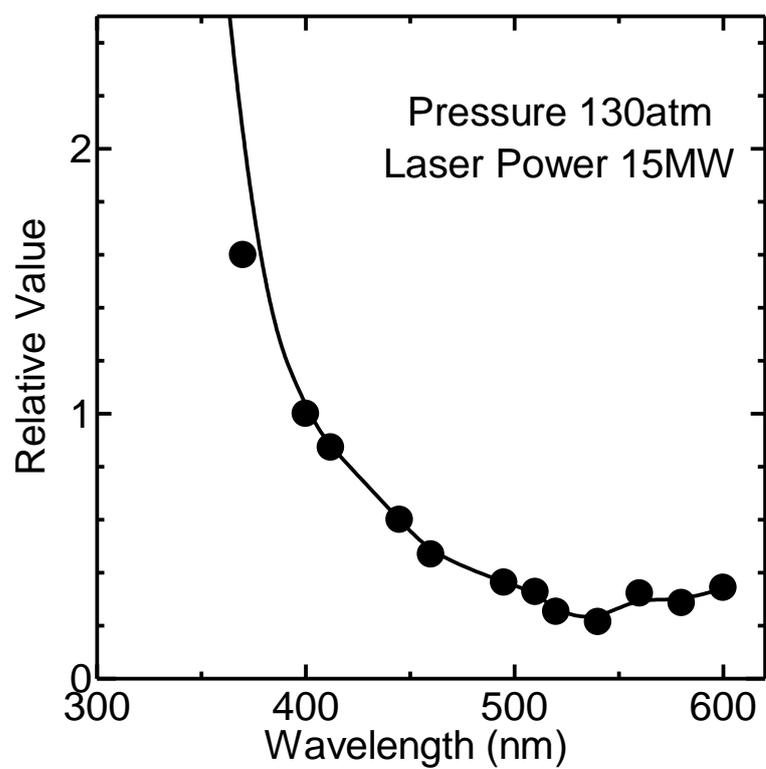


図4-21b. 連続光強度の波長依存性

$[\times 10^5]$

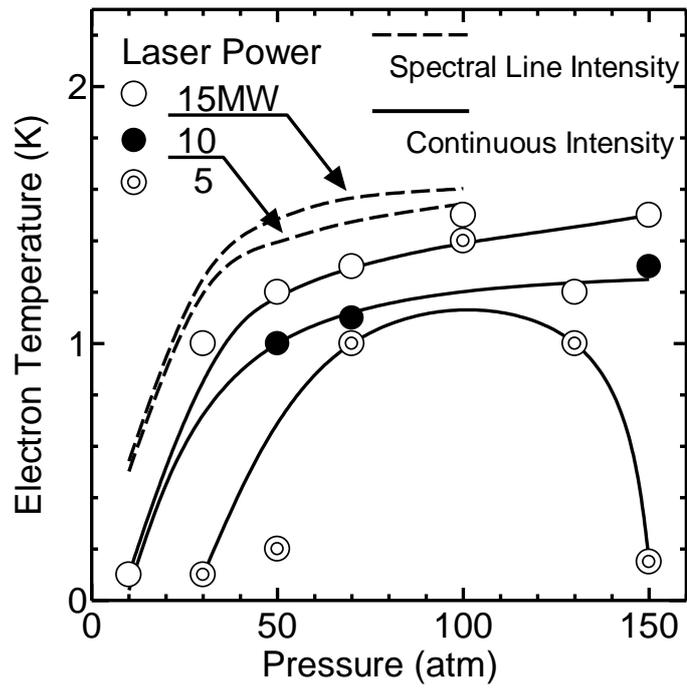


図4-22. 電子温度の圧力依存性

$[\times 10^5]$

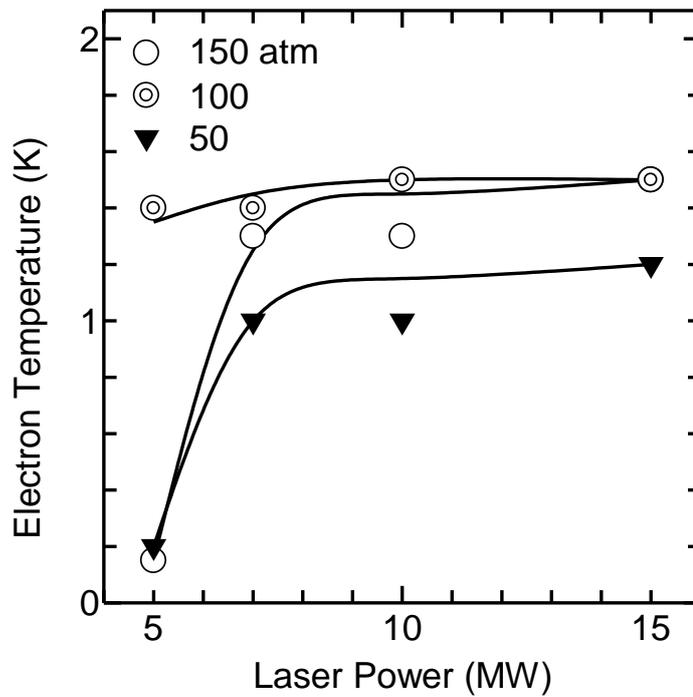


図4-23. 電子温度のレーザーパワー依存性

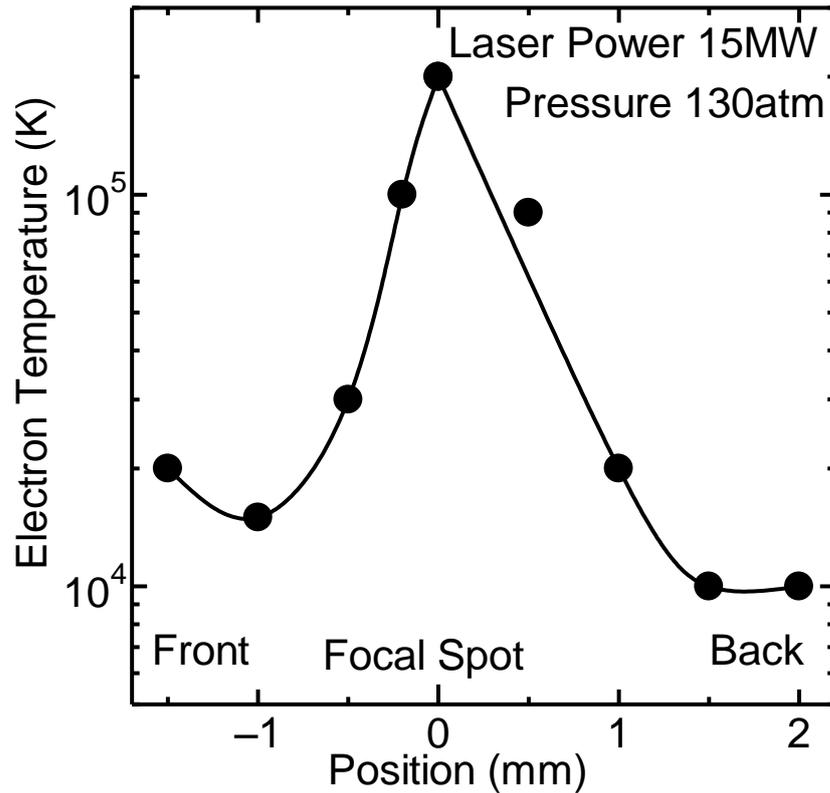


図4-24. 電子温度分布

#### 4.2.3 まとめ

高圧アルゴンガス中に生成されたプラズマの電子温度を線スペクトル強度比と連続光強度分布を用いて求めた。

まず、電子温度を線スペクトル強度比から求めた。その結果、プラズマは一価に電離している事が分かった。また、分光波形に二つのピークが観測され、ピーク 1 は、その場所におけるピークを表し、ピーク 2 は後方からのプラズマの拡散を表している事が分かった。電子温度は、圧力の増加に伴い増加し、50 (atm) 以上で飽和した。また、100 (atm) 以上の圧力では、線スペクトルが連続光に埋もれてしまい測定出来なかった。一方、レーザパワーの増加に対して電子温度はあまり依存せず飽和傾向を示した。これは、レーザパワーの増加がプラズマ長の増加に使われ、プラズマの加熱に使われなかった為であると考えられる。

圧力が100 (atm) 以上の時、電子温度は線スペクトル強度比から求めることは出来なかった。そこで、連続光強度からプラズマの電子温度を求めた。その結果、電

電子温度は、70 (atm) 以上において飽和し、150 (atm) における最大電子温度は約  $10^5$  (K) であった。また、電子温度分布を測定した所、電子温度は集光レンズの焦点において最も高く、前方と後方の電子温度はほぼ等しくなった。これは、プラズマ半径方向の大きさが後方より前方の方が小さい為、周囲のガスによって冷却された結果であると考えられる。

## 付録2 拡散の計算（電子密度依存性）

一般に電離の初期の段階では、電子密度が小さいので電子の拡散は自由拡散が支配的である。自由拡散か両極性拡散かの判定はデバイ長  $\lambda_D$  が電離領域の大きさ  $L$  に比べて大きいか小さいかで決まる。

$$\lambda_D > L \quad \text{自由拡散}$$

$$\lambda_D < L \quad \text{両極性拡散}$$

$$\lambda_D \cong \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (\text{A2-1})$$

$L$  として焦点半径  $r_n = 60$  ( $\mu\text{m}$ ) と仮定すると、 $\lambda_D = L$  を満たす  $T_e/n_e$  の値は  $2.2 \times 10^{-9}$  ( $\text{m}^{-3}\text{K}$ ) となる。 $T_e = 10^5$  (K) と仮定すれば  $n_e \cong 1 \times 10^{15}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) となる。つまり、 $n_e < 1 \times 10^{15}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) の間は自由拡散ということになる。

よって、電子密度が  $1 \times 10^{15}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) に達する間は自由拡散ということになる。

## 付録 3 電子温度とイオン温度

まず、 $n_g = 1 \times 10^{27} \text{ (m}^{-3}\text{)}$  ,  $n_i = 1 \times 10^{27} \text{ (m}^{-3}\text{)}$  ,  $T_e = 1 \times 10^5 \text{ (K)}$  とする。

電子とイオンの衝突電離周波数は以下の式で表される。

$$v_{ei} = \frac{\langle v \rangle}{\lambda_{ei}} , \quad \frac{1}{\lambda_{ei}} = n_i \sigma_{ei} , \quad \sigma_{ei} = \frac{8}{\pi} \left( \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 k_e T_e} \right)^2 \ln \Delta \quad (\text{A4-1})$$

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 k_e T_e} = \frac{1 \times (1.6 \times 10^{-19})^2}{\frac{1}{9 \times 10^9} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 10^5} = 1.67 \times 10^{-10} \quad (\text{A4-2})$$

$$\sigma_{ei} = \frac{8}{3.14} (1.67 \times 10^{-10})^2 \ln \Delta = 5.0 \times 10^{-19} \text{ (m}^2\text{)} \quad (\text{A4-3})$$

ただし、 $\ln \Delta \cong 7$  ,  $T_e = 10 \text{ (eV)}$  ,  $n_e = 10^{27} \text{ (m}^{-3}\text{)}$

$$\frac{1}{\lambda_{ei}} = n_i \sigma_{ei} = 10^{27} \times 5.0 \times 10^{-19} = 5.0 \times 10^8 \text{ (m}^{-1}\text{)} \quad (\text{A4-4})$$

$$\text{よって、上式より } v_{ei} = \frac{\langle v \rangle}{\lambda_{ei}} = 5.0 \times 10^8 \times 7.26 \times 10^5 \sqrt{10} \cong 1 \times 10^{15} \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (\text{A4-5})$$

ここで、 $\tau_{ei} = v_{ei}^{-1} \text{ (s)}$  と置く。

一方、電子とイオンの衝突における電子のエネルギー損失係数は  $2m_e/m_{Ar}$  に等しいから、電子とイオンのエネルギーが等しくなるのに要する時間  $\tau_{eq}$  は次のように見積もることが出来る。

$$\tau_{eq} = \tau_{ei} \frac{m_{Ar}}{2m_e} \cong 10^{-10} \text{ (s)} \quad (\text{A4-6})$$

ただし、 $m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{ (kg)}$  ,  $m_{Ar} \cong 6.63 \times 10^{-26} \text{ (kg)}$  ,  $\frac{2m_e}{m_{Ar}} = 2.75 \times 10^{-5}$

したがって、電子とイオン温度が平衡に達するに必要な時間  $\tau_{eq}$  は  $10^{-10} \text{ (s)}$  とパルス幅に比べて十分小さく電子とイオン温度が等しくなるには十分である。

## 第五章 レーザプラズマの成長機構

### 5.1 後方成長機構

#### 5.1.1 まえがき

レーザ光を集光すると、レンズの焦点において短時間に局所的な加熱が起こり、その結果圧力が高くなり shock wave の形で膨張が起こり、電離フロントは衝撃波によって作られていく。よって、多光子吸収で電離が起こる場合でも、カスケード過程で電離が起こる場合でも shock wave でプラズマは成長する。一般にこのような成長過程を radiation supported shock wave による成長と呼ぶ。

これに対し、ごく僅かの初期電子が多光子吸収によって作られた後、逆制動放射過程によるエネルギーの吸収と電離衝突がカスケード的に進展することで、電離フロントが形成される過程があり、breakdown wave による成長と呼ばれる。よって、プラズマの後方成長は破壊の時間遅れを伴って成長する。

可視光レーザを用いた場合、後方プラズマは breakdown wave と radiation supported shock wave で成長する事が分かっている。そこで、紫外線レーザを用いた場合、可視光レーザと同じように二つの成長機構で成長しているかどうか、また主にどちらの成長機構で後方に成長しているか確かめる為に理論計算を行った。

#### 5.1.2 breakdown wave

breakdown wave は、レーザ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パワーが高くなるにつれて電離可能な領域が広くなり、ライトコーン内で焦点後方に広がっていく成長機構であり、光強度に依存する。従って、焦点後方にいくに従い破壊時間が遅くなる。よって、breakdown wave は、破壊の時間遅れによってプラズマが成長するメカニズムである。

レーザ光源の出射光の断面は  $11 \times 24$  (mm) の長方形なので焦点距離 40 (mm) の球面平凸単レンズで集光すると焦点において  $120 \times 80$  ( $\mu\text{m}$ ) の楕円形になっている。したがって、焦点から光源側へとした距離  $x$  の場所におけるライトコーンの

半径は次式で表される。

$$\text{水平方向半径} \quad r_{\parallel} + xt \alpha \quad (5-1)$$

$$\text{垂直方向半径} \quad r_{\perp} + xt \beta \quad (5-2)$$

ここで、 $\alpha, \beta$ はレーザー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、 $r_{\parallel}, r_{\perp}$ はそれぞれレーザー光の焦点における水平及び垂直方向の半径を表し、 $x$ は焦点から後方への距離を表している。集光されたレーザー光の様子を図5-1に示す。

### Focused Laser Light

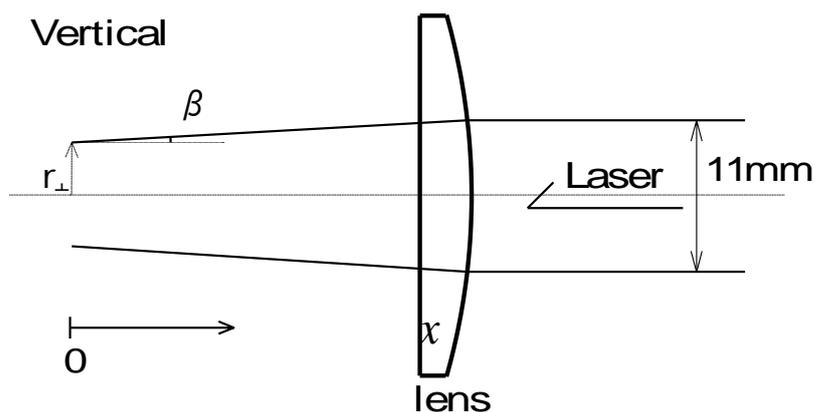
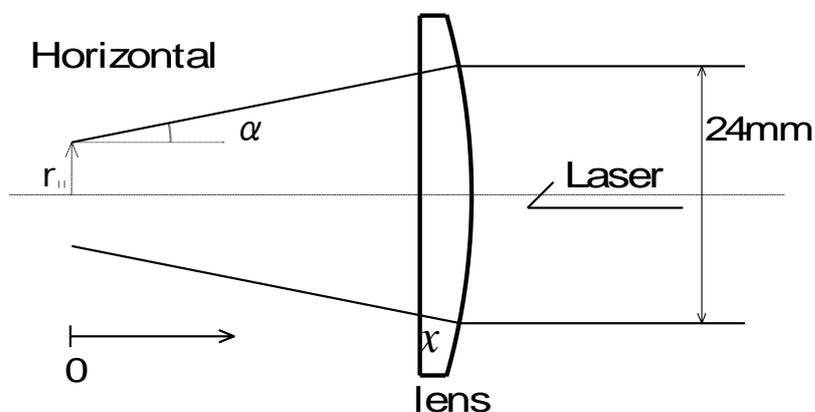


図5-1. 集光レーザー光

breakdown wave による後方プラズマ成長の様子を図 5-2 に示す。breakdown wave によるプラズマ成長速度は、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。この為、レーザ光が照射されている間の電子密度  $n_e$  の時間変化は (3-4) 式で表される。

(3-4) 式の  $\nu_i$  はカスケード電離の場合 (3-7) 式で与えられる。ここで、電離の進行している場所と時間を  $x, t$  とすると、そこでのレーザ光強度  $I$  は、(5-1) , (5-2) 式及び図 5-1 を考慮して、次のように表される。

$$I = \frac{W(t)}{\pi(r_{\parallel} + x \tan \alpha)(r_{\perp} + x \tan \beta)} \quad (5-3)$$

これを、(3-7) 式に代入して次式を得る。

$$\nu_i \approx \frac{\sigma_{en} W(t) n_g}{\pi(r_{\parallel} + x \tan \alpha)(r_{\perp} + x \tan \beta) N h \nu} \quad (5-4)$$

焦点において電子密度が臨界値  $\delta n_g$  になった時、絶縁破壊が起こるとし、その時刻を破壊時間  $t_b$  とすると以下のように表される。

$$\int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} W(t) n_g}{\pi r_{\parallel} r_{\perp} N h \nu} dt = \ln \left( \frac{\delta n_g}{n_{e0}} \right) \quad (5-5)$$

ここで、 $\delta$  は電離度を表す。

その後更に破壊が進展し、焦点から距離  $x$  の場所における絶縁破壊時刻を  $t$  とすると、距離  $x$  と時刻  $t$  の関係が表せる。

$$\int_0^t \frac{\sigma_{en} W(t) n_g}{\pi(r_{\parallel} + x \tan \alpha)(r_{\perp} + x \tan \beta) N h \nu} dt = \ln \left( \frac{\delta n_g}{n_{e0}} \right) \quad (5-5) ,$$

(5-5) , (5-5) ' から breakdown wave の成長速度  $V_b$  は以下のように表される。  
(付録 4 参照)

$$V_b = \frac{r_{\parallel} r_{\perp}}{\tan \alpha \tan \beta} P'(t) \left( \frac{(r_{\parallel} \tan \beta + r_{\perp} \tan \alpha)^2}{\tan^2 \alpha \tan^2 \beta} - \frac{4 r_{\parallel} r_{\perp}}{\tan \alpha \tan \beta} \{1 - P(t)\} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-6)$$

$$\text{但し } P(t) = \frac{\int_0^t W(t) dt}{\int_0^{t_b} W(t) dt} \quad (5-6) ,$$

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

breakdown wave によって焦点後方に成長するプラズマ長は、破壊が生じる時の電離度  $\delta=0.1$  とし、初期電子密度  $n_{e0}=1$  とおいて破壊時刻からレーザパルス終了時刻まで成長速度  $V_b$  を数値積分する事により求めた。

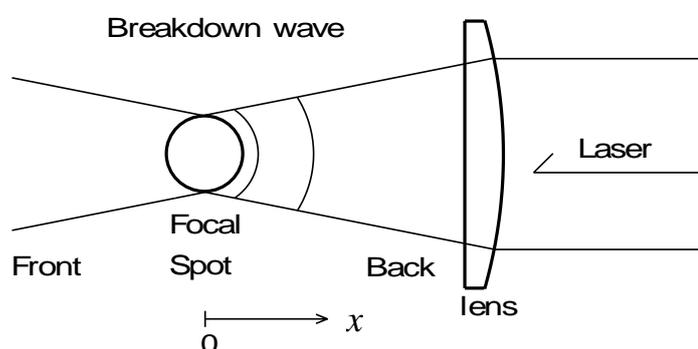


図 5-2. Breakdown wave の成長モデル

### 5.1.3 radiation supported shock wave

レーザ光を高圧気体中に集光照射すると焦点において絶縁破壊が起こり、その後レーザ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、高圧気体中において横方向への成長は、周囲のガスにより冷却され shock wave の成長は抑えられる。しかし、焦点後方においては、レーザエネルギーが供給され続ける為、膨張を続ける。この成長機構では、shock wave の膨張により多数の電子が供給され、しきい値以下でも成長し続ける。

radiation supported shock wave によるプラズマ成長の様子を図 5-3 に示す。radiation supported shock wave による成長速度  $V_r$  は、レーザ光が shock wave の先端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。(123)

$$V_r = \left\{ \frac{2(\gamma_0^2 - 1)W(t)}{\pi(r_{\parallel} + x \tan \alpha)(r_{\perp} + x \tan \beta)m_g n_g} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad \text{但し } \gamma_0 = \frac{5}{3} \text{ と仮定した。} \quad (5-7)$$

ここで、 $\gamma_0$ は比熱比、 $m_g$ は原子の質量、 $W(t)$ はレーザパルスの時間変化を表す。  
radiation supported shock wave によって焦点後方に成長するプラズマは気体の絶縁破壊時刻からレーザパルス終了時刻まで (5-7) 式を数値積分することによって求めた。

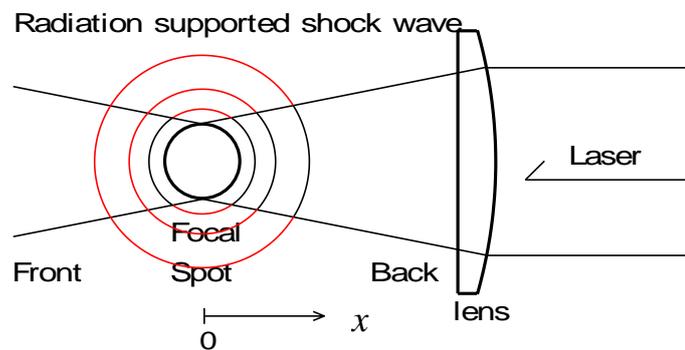


図 5-3. Radiation supported shock wave の成長モデル

#### 5.1.4 焦点後方プラズマ長の計算結果

プラズマが同時に2つの成長機構で後方に成長する場合、radiation supported shock wave によるプラズマ成長速度  $V_r$  は、焦点からの距離と時間に関する関数であり、breakdown wave によるプラズマ成長速度  $V_b$  は時間のみの関数である。よって焦点後方に成長するプラズマ長は、数値解析を行って求めた。

(5-7) 式より  $V_r$  はレーザパワーの  $1/3$  乗に比例し増加するが、同時に圧力や密度の  $-1/3$  乗にも比例する事が分かる。この為、高圧の時は radiation supported shock wave ではあまり成長しないことが分かる。一方、breakdown wave では、圧力が高くなる程 (5-4) 式の  $v_i$  は大きくなり、 $t_b$  は小さくなる。このことは、(5-6) 式において、 $V_b$  の増加につながる。一方、 $V_r$  は圧力の増加と共に減少する。従って、圧力が高くなると後方プラズマのフロントは、主に breakdown wave で成長すると考えられる。

#### 5.1.4.1 成長機構の圧力依存性（理論計算）

レーザパワー10（MW）の時、焦点後方に成長するプラズマ成長機構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 5-4 に示す。図中の破線は **breakdown wave** のみで、一点鎖線は **radiation supported shock wave** のみで焦点後方に成長すると仮定して計算したプラズマ長を、また、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。

同時に二つの成長機構で成長したプラズマ長は、低圧力側では、**radiation supported shock wave** が高圧力側では **breakdown wave** が支配的なため、数気圧から数十気圧の間ではほぼ一定の値となった。また、**breakdown wave** のみで成長したプラズマは、圧力の増加と共に後方に成長していることが分かる。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、破壊時間が短くなる為である。一方、**radiation supported shock wave** のみで成長したプラズマ長は、圧力の増加と共に短くなる。これは、**radiation supported shock wave** は、プラズマの運動を表す成長のため、高気圧中では、運動が抑制される為である。

#### 5.1.4.2 成長機構のレーザパワー依存性（理論計算）

プラズマ成長機構の違いによるプラズマ長のレーザパワー依存性を図 5-5 に示す。図より、**breakdown wave**、**radiation supported shock wave** それぞれの成長機構のみで後方に成長したプラズマ及び、同時に二つの成長機構で成長するとして計算したプラズマは、レーザパワーの増加に伴い長くなった。しかし、プラズマ成長率は **breakdown wave** より **radiation supported shock wave** の方が小さい。従って、プラズマはレーザパワーが高くなると主に **breakdown wave** で後方に成長する事が示された。

#### 5.1.5 後方プラズマ成長の時間変化

二つの成長機構が共存しているとして理論計算した後方プラズマ成長の様子と実験結果を図 5-6 に示す。図中の実験結果は、プラズマストリーク像の焦点後方の部

分のみを拡大した図である。図より、理論計算した後方プラズマ成長の様子は、時間と共に成長速度が遅くなるなど、後方成長の様子は定性的、定量的にほぼ一致した。

#### 5.1.6 後方プラズマ長

実験を行いストリーク像から求めた後方プラズマ長と理論計算によって求めた後方プラズマ長の比較を行った。後方プラズマ長の圧力依存性を図 5-7 に、レーザーパワー依存性を図 5-8 に示す。図中の実線は、同時に二つの成長機構で後方に成長しているとして計算した後方プラズマ長を示し、実験値と良く一致した。この事から、焦点後方に成長するプラズマは、紫外光の時も可視光の時と同じように **breakdown wave** と **radiation supported shock wave** で同時に成長していることが分かった。

#### 5.1.7 まとめ

紫外線レーザーを高圧アルゴンガス中に集光照射した時、焦点後方に生成されるプラズマ成長機構について理論計算を行い実験結果と比較した。一般に、可視光レーザーを用いてプラズマを生成すると集光レンズの焦点から後方に向かって、**breakdown wave** と **radiation supported shock wave** で成長していることが分かっている。しかし、紫外線レーザーを用いた実験では、プラズマは焦点後方ばかりでなく前方にも成長した。そこで、焦点後方に成長するプラズマが可視光の時と同じ成長機構で成長しているかどうか調べた。その結果、紫外線レーザーを高圧アルゴンガス中に集光照射することによって生成したプラズマは、可視光の時と同じように **breakdown wave** と **radiation supported shock wave** で同時に成長している事が分かった。また、高圧時の後方成長は主に **breakdown wave** で成長している事が分かった。

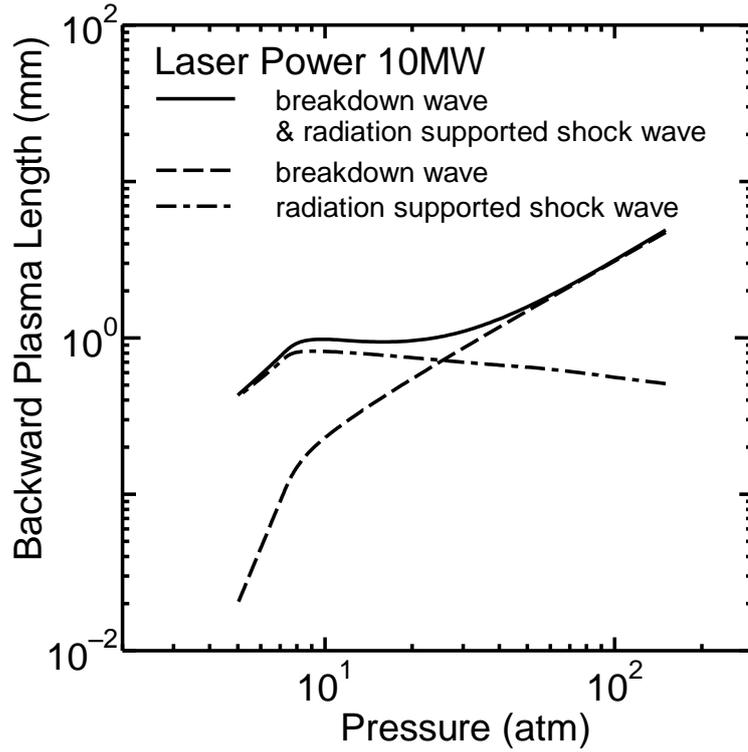


図 5-4. それぞれの成長モデルによる後方プラズマ長の圧力依存性

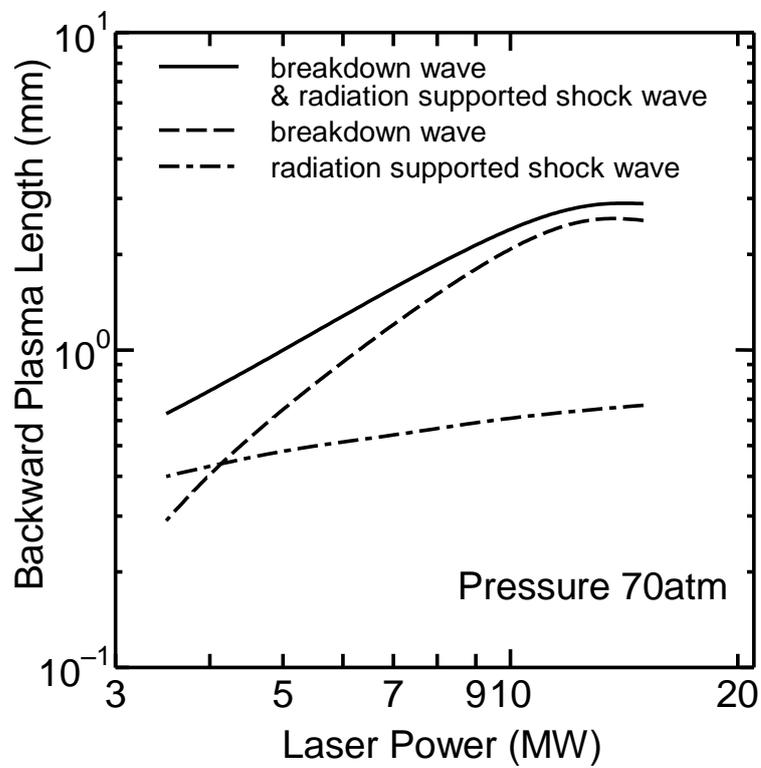


図 5-5. それぞれの成長モデルによる後方プラズマ長のレーザーパワー依存性

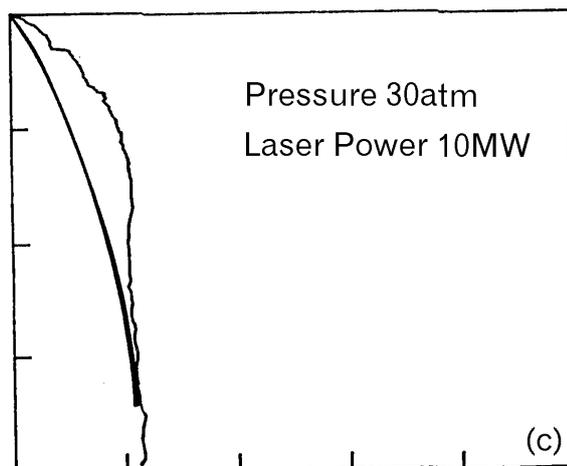
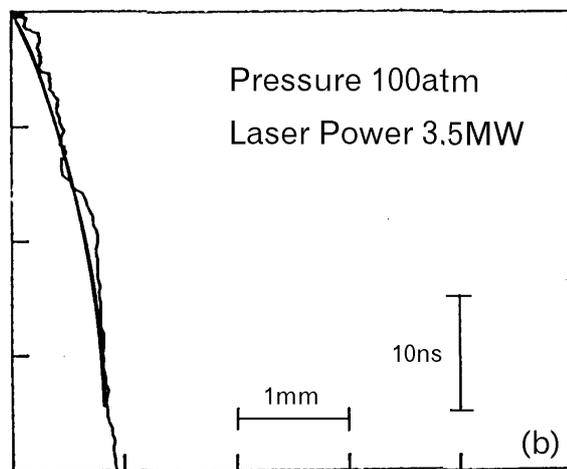
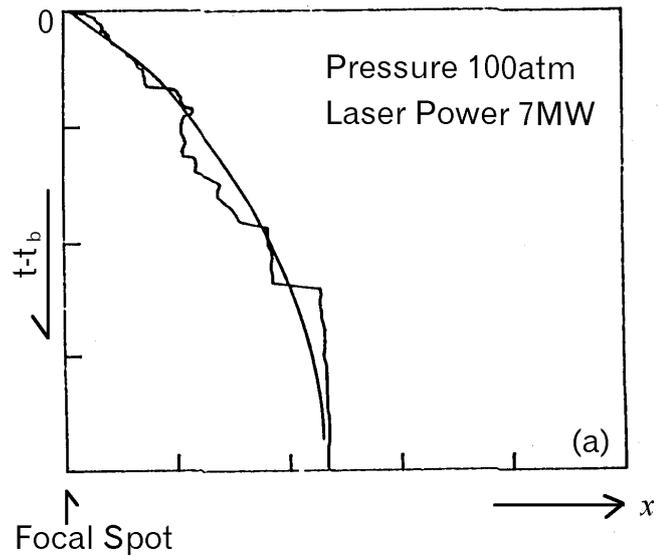


図 5-6. 後方プラズマ成長の様子

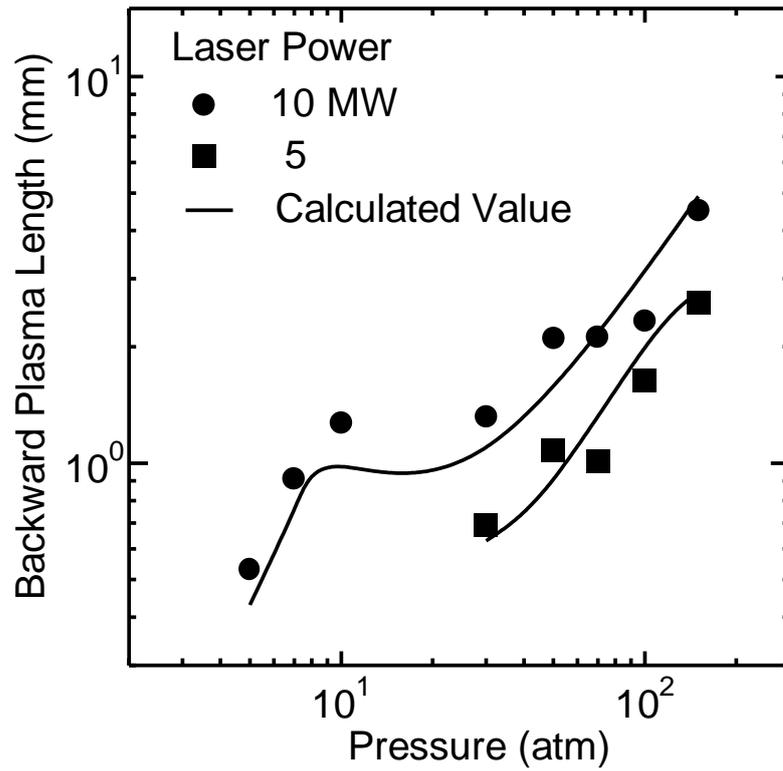


図 5-7. 後方プラズマ長の圧力依存性

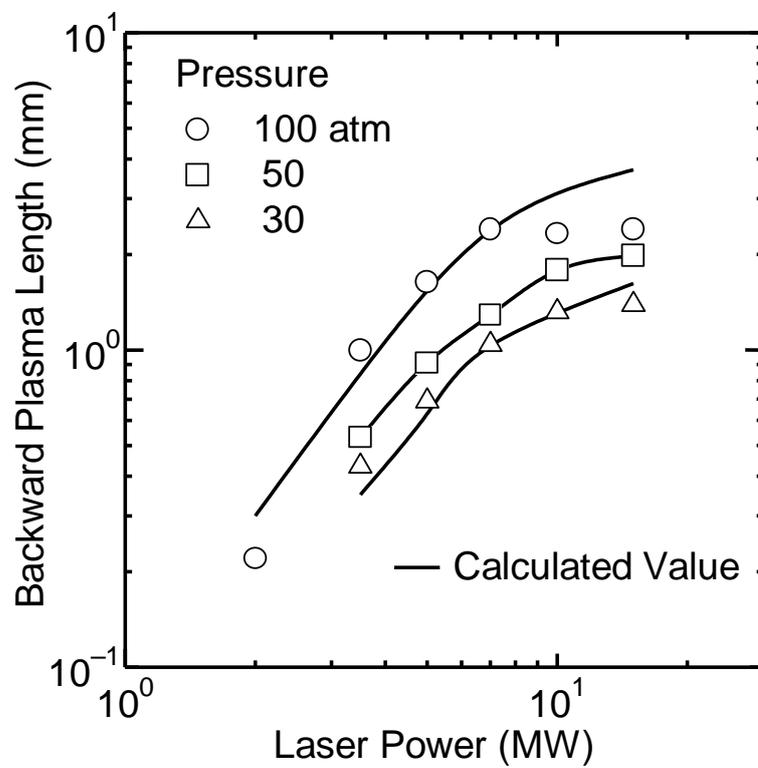


図 5-8. 後方プラズマ長のレーザパワー依存性

## 5.2 前方成長機構

前方プラズマ成長は図 2-3a のストリーク像が示すように、時間と共に成長速度が速くなり、レーザ光照射中にもかかわらず成長が止まり、その後減衰した。この為、プラズマの前方成長は後方成長とは異なった成長機構が必要であると考えられる。しかしながら高圧レーザプラズマの実験において、焦点前方へのプラズマ成長は、今回初めて観測された現象であり、その成長機構は良く分かっていない。しかし、レーザ光の周波数はプラズマ周波数より二倍程高い。この為、レーザ光はプラズマ中を透過し、プラズマは前方に成長しているのではないかと考えた。

そこで、前方へのプラズマ成長機構である **forward breakdown wave** を今回新たに提案した。<sup>(102)</sup> この成長モデルは実験結果から求めた前方プラズマの自己収束効果や後方プラズマ成長によってレーザ光が吸収されることによる成長への影響を考慮したモデルである。このモデルを用いて前方プラズマ成長の理論計算を行い、実験結果と比較したところ、前方プラズマ成長の特徴を良く表す事が分かった。この節では、新たに提案した前方プラズマ成長モデル **forward breakdown wave** について述べる。

### 5.2.1 forward breakdown wave

図 2-3a のストリーク像から前方プラズマ成長を検討してみると、前方プラズマは集光レンズの焦点において生成され、その後時間と共に成長速度が速くなり、レーザパルス照射中にもかかわらず成長が止まり減衰している。また、半径方向のプラズマの大きさを測定した図 2-8 の結果から焦点前方においてプラズマは自己収束していることが分かった。以上の結果を考慮し、前方プラズマ成長モデルを新たに提案した。前方プラズマ成長モデルを図 5-9 に示す。高圧レーザプラズマの前方成長がどのようなメカニズムでおきているのか調べるためのモデルであり、焦点前方におけるレーザ光の自己収束のみを考慮し、後方プラズマ成長による影響を考慮しない成長モデルである。レーザ光は、集光レンズの焦点において破壊が起こるまでは、集光レンズの光路内にあり、プラズマ生成後、**breakdown wave** で前方 (**forward**) に成長するとした。

プラズマ半径方向の大きさを測定した図 2-9a,b に示されるように、前方においてプラズマの半径方向の大きさが小さくなっていることから、高密度プラズマの発生した焦点近傍を透過するレーザビームは、プラズマ屈折率の影響を受け、ビーム径が自己収束する可能性がある。焦点および、その前方でのプラズマ半径の減少は、このようなレーザビームの自己収束現象に起因すると考えられる。forward breakdown wave の成長モデルでは、このような効果を考慮している。前方では、 $-x$  方向に座標をとって記述する。

forward breakdown wave による前方成長の計算は、焦点前方における光軸上のある位置における電子密度が焦点における電子密度と等しくなった時、その場所において絶縁破壊がおきるとした。その為、前方を微細な区間に分け、その場所  $-x_n$  における破壊時間  $t_n$  を求めた。前方のレーザ光半径を図 5-9' に示す。図より、焦点前方  $-x_n$  におけるレーザ光のビーム半径  $r_n$  は以下のようなになる。

$$r_n = r_i + (x_n - x_i) \tan \gamma \quad (5-8)$$

ここで、 $\gamma$  は自己収束したレーザ光の集光角を表し、 $r_i$  は時刻  $t_i$  において自己収束したレーザ光の半径方向の大きさを表す。また、焦点の大きさは楕円であるが、前方成長を計算する時は、焦点を半径  $r_0 = 50$  ( $\mu\text{m}$ ) の円と仮定し、焦点から距離  $x$  だけ前方の場所におけるライトコーンの半径を求めた。 $r_0$  は平均した焦点半径を表し、次式で表される。

$$r_0 = \frac{r_{\parallel} + r_{\perp}}{2} \quad (5-9)$$

実際、どの程度のレーザパワーが前方プラズマの生成に関与しているのか簡単な理論計算を行った。(付録 5 参照) その結果、集光レンズの焦点においてプラズマが生成された直後レーザ光はほとんど透過し、前方におけるレーザパワーは、レーザ光源から出射されるレーザパワーにほとんど等しい。しかし、プラズマが後方と前方に成長すると、レーザ光はほとんど透過できないことが分かった。

前方のある場所  $-x_n$  における破壊時間  $t_n$  は以下のような計算式を用いて計算した。

$$\int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{Nh v \pi (r_{\parallel} - x_n \tan \alpha)(r_{\perp} - x_n \tan \beta)} dt + \sum_{i=0}^{n-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{Nh v \pi [r_i + (x_n - x_i) \tan \gamma]^2} dt \quad (5-10)$$

$$= \int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{Nh v \pi r_{\parallel} r_{\perp}} dt, \quad x_0 = 0, \quad t_0 = t_b$$

ここで、前方計算の間隔  $\Delta x = |x_{i+1} - x_i| = 50$  ( $\mu\text{m}$ )、時間間隔  $\Delta t = t_{i+1} - t_i = 10^{-11}$  (s) として計算を行った。また、自己収束効果による前方の集光角はプラズマ半径方向の実測値から求めた値  $\gamma = 0.058$  を用いた。

この式の左辺第一項は、集光レンズの焦点において破壊がおこるまでの時間に、前方のある場所  $-x_n$  における衝突電離の回数、即ち単位体積中に作られた電子数を示し、第二項は、集光レンズの焦点で破壊がおきた後、前方のある場所  $-x_n$  において単位体積中に作られた電子の数を表している。前方のある場所  $-x_n$  における破壊時間は、以下の手順を繰り返すことで求める事が出来る。先ず、 $i=0$  として焦点から  $-x$  方向に  $\Delta x$  だけ進んだ点において破壊が起きた時間が  $t = t_b + \Delta t$  だとすると、(5-10) 式の左辺第二項の被積分関数を  $t = t_b$  から  $t = t_b + \Delta t$  まで積分し（即ち、その間に作られる電子数）と第一項を加えた値と焦点において破壊が起きた時の単位体積あたりの電子数を比較し、両者が等しいとき、 $t = t_b + \Delta t$  が求める破壊時間となる。左辺の第一項と第二項の和が右辺の値よりも小さいときは、第二項において次のステップ  $i=1$  に進み同様な計算を行う。このような計算を左辺の和が右辺に等しくなるまで繰り返す。その時の  $i$  を  $n$  と記すと、 $t = t_b + n\Delta t$  が求める破壊時間となる。

この時、 $x_n$  と  $t_n$  の関係が前方におけるプラズマ成長の様子を表す。前方成長の様子は、(5-10) 式を数値計算することにより求めた。

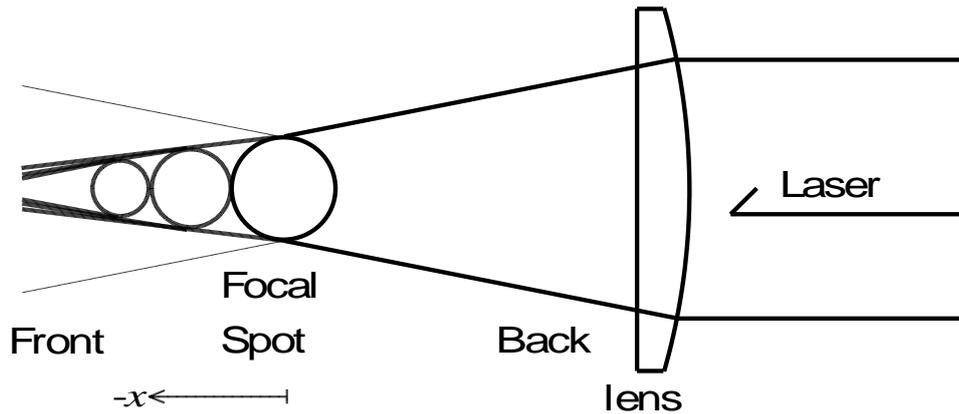


図 5-9. 前方成長モデル

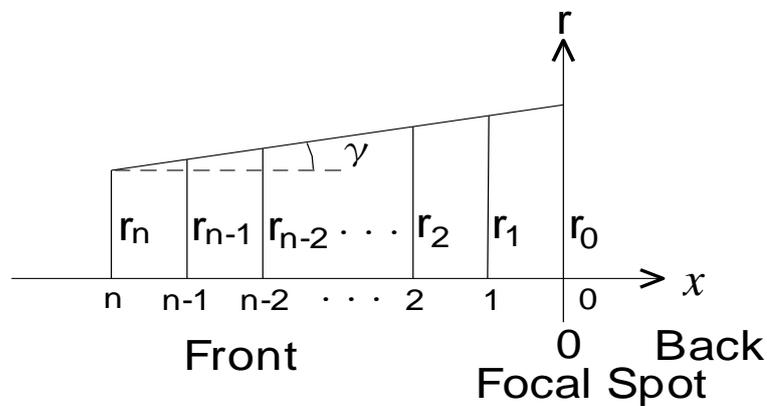


図 5-9'. 焦点前方におけるレーザー光半径

### 5.2.1.1 実験結果と forward breakdown wave による計算結果の比較

forward breakdown wave を用いて計算した前方成長の様子と実験結果から得た前方成長の様子を比較した結果を図 5-10 に示す。図より計算結果は、時間と共に成長速度が速くなるなど実験結果と定性的に良く一致した。しかし、定量的に見てみると、前方成長の理論計算結果は実験結果と成長の前半部分で良く一致したが、成長の後半部分では計算による前方プラズマ成長速度の方が実験結果より速くなり、レーザーパルス照射中は前方に成長し続け、図の左端まで成長した。これは、forward breakdown wave が後方プラズマ成長によるレーザー光の吸収を考慮していない為であると考えられる。

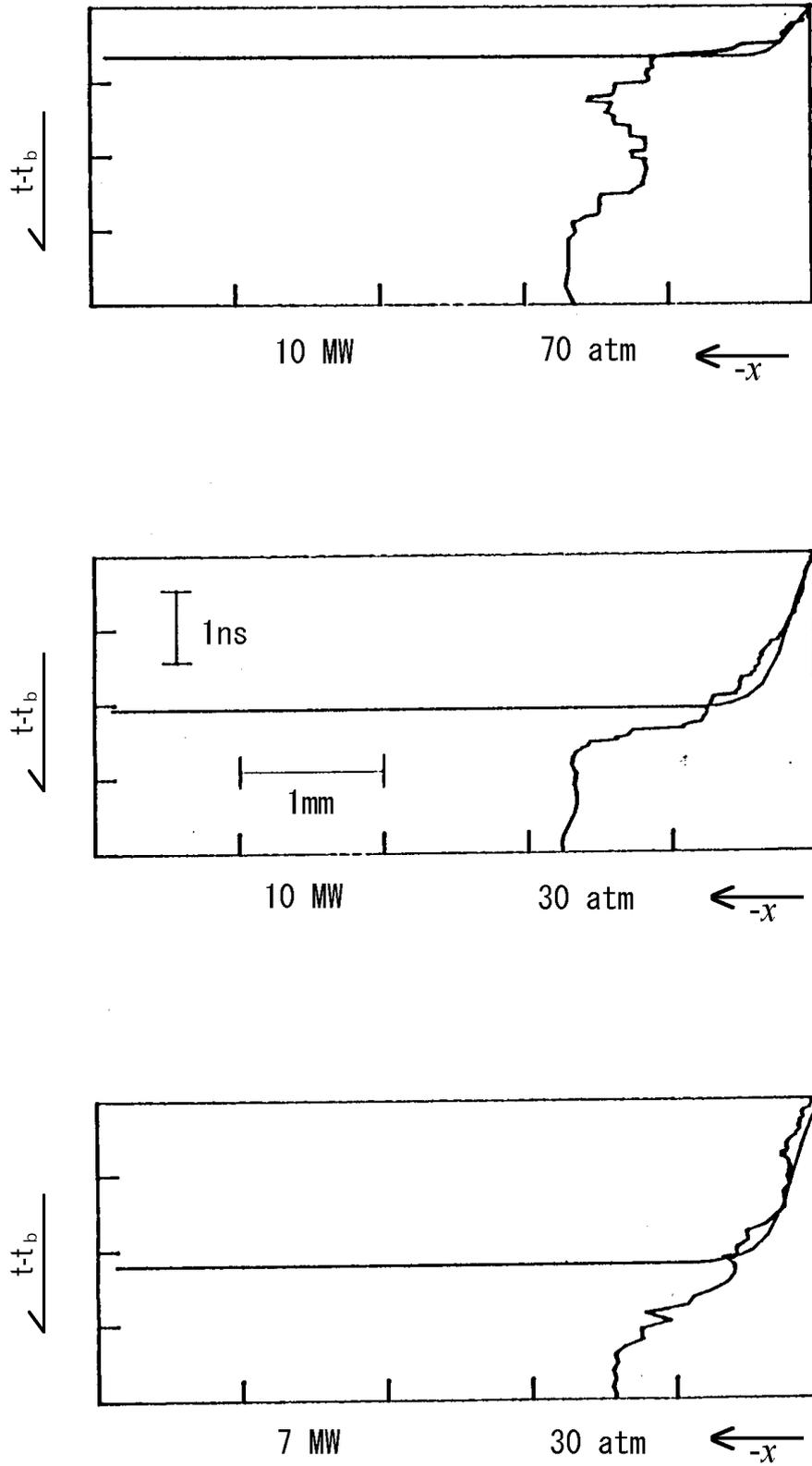


図5-10. プラズマ前方成長における実験結果と理論計算結果の比較

### 5.3 プラズマ全体の成長

forward breakdown wave を用いて計算した前方成長は、時間と共に成長速度が速くなるなど、成長の前半部分において前方プラズマ成長の様子を良く表した。しかし、成長の後半部分では計算による前方プラズマ成長速度の方が実験結果より速くなり、レーザパルス照射中は前方に成長し続けた。そこで、forward breakdown wave を修正し、後方成長も考慮した成長モデルを新たに提案した。修正した forward breakdown wave による前方への成長モデルを図 5-11 に示す。この成長モデルは、前方成長と後方成長を同時に計算することにより、後方プラズマによる吸収の影響を考慮したものである。集光レンズの焦点において破壊が起こる以前は、レーザ光は集光レンズの光路内にあり、プラズマ生成後、後方プラズマは集光レンズの光路内において breakdown wave と radiation supported shock wave で成長するとし、前方プラズマは forward breakdown wave と radiation supported shock wave で成長するとしたものである。

実験結果から、焦点前方に成長したプラズマは時間と共に成長速度が速くなり、レーザパルス照射中に成長が止まり減衰する。この前方成長が止まる現象は、後方プラズマ成長によるレーザ光の吸収が影響していると考えられる。図 2-7 に示されるように、前方成長が止まった時の後方プラズマ長と前方プラズマ長の和である、全プラズマ長は、圧力の増加に対してほぼ一定の値となった。そこで、プラズマの前方成長に後方成長による吸収の影響を考えてみた。

一般にレーザ光の吸収過程として、中性原子の存在下における電子の逆制動放射による吸収過程と、イオンの存在下での電子の逆制動放射による吸収過程が考えられる。しかし、高圧気体中に生成されるプラズマは、電子密度が  $10^{27}(\text{m}^{-3})$  と非常に高く電離度が 1 に近くなり、中性原子よりもイオンの存在が圧倒的に大きくなり、イオンの存在下における電子の逆制動放射による吸収過程のみ考慮した。

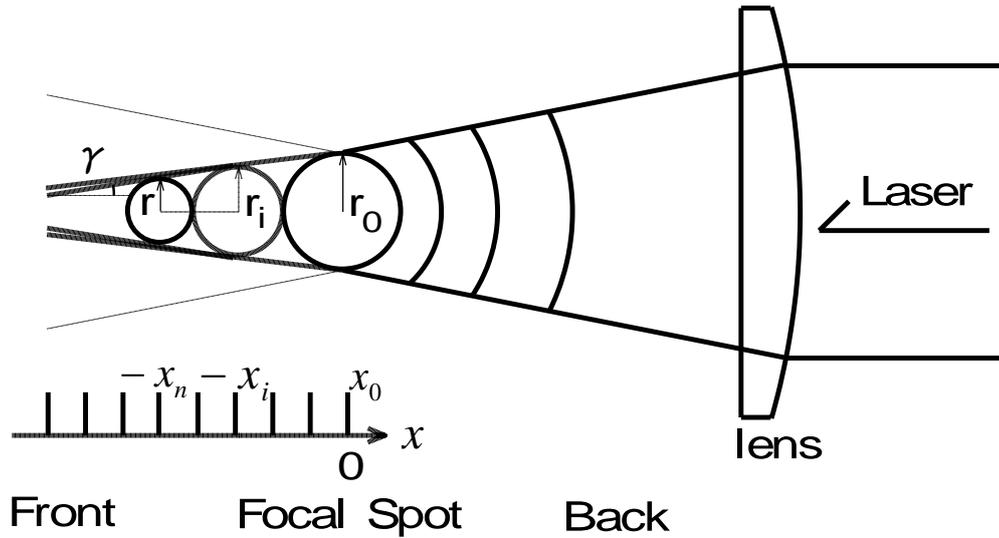


図 5-11. 修正した前方成長モデル

### 5.3.1 吸収機構

透過光の測定から、プラズマが生成されるとレーザー光は急激な減衰を受け、大部分がプラズマにより吸収される。レーザー光が吸収される過程として、電子と中性原子による逆制動放射過程と、電子とイオンによる逆制動放射過程が考えられ、吸収係数の理論式はそれぞれ (5-10) , (5-11) 式で表される。(124)

$$k_{en} = \frac{4.8h^3}{m_e^3 c v^2 \pi^3} n_e n_g = 2 \times 10^{-49} n_e n_g \quad (\text{m}^{-1}) \quad (5-10)$$

$$k_{ei} = \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{3KT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z^2 e^6}{hcm_e^{\frac{3}{2}} v^3} n_i n_e = 3.98 \times 10^{-47} \frac{n_e n_i}{\sqrt{T_e}} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (5-11)$$

ここで、 $k_{en}$  ,  $k_{ei}$  はそれぞれ中性原子と電子及びイオンと電子による逆制動放射の吸収係数を表し、 $Ze$  はイオンの電荷、 $m_e$  は電子の質量、 $n_i$  はイオン密度を表す。特に  $k_{en}$  は第三章 (3-7) 式の  $\sigma_{en} n_g$  に対応する量で、第三章では実験から求めた値として  $\sigma_{en} n_g$  を用いるのに対し、ここでは  $\sigma_{en} n_g$  の理論値として  $k_{en}$  を用いた。

一般に、電子密度が低い時は、電子と中性原子による逆制動放射過程が支配的であり、密度が高い時は、電子とイオンによる逆制動放射過程が支配的になる。今回の実験によって生成されたプラズマの電子密度は  $10^{27} \text{ (m}^{-3}\text{)}$  と非常に高いので、

電子とイオンによる逆制動放射過程のみ考慮して計算した。プラズマの発光を分光測定した結果、プラズマは一価に電離しているので  $n_i = n_e$  と仮定して計算した。吸収係数は、電子密度の時間変化に依存する。電子密度の時間変化は、衝突電離と減衰過程として再結合過程と拡散過程が考えられる。しかし、レーザパルスの照射時間が約 40 (ns) と拡散時間より短く、またレーザ光を高圧アルゴンガス中に集光照射することによって生成されるプラズマは電子密度が高い。この為、図 4-8 に示される電子密度の時間変化はプラズマの生成に支配的な衝突電離と再結合過程として、二電子三体再結合のみ考慮し理論計算を行った。吸収係数の時間変化は、理論計算した電子密度の時間変化の値を用いて計算した。

### 5.3.2 後方プラズマ成長を考慮した forward breakdown wave

前方プラズマ成長は、前方のある場所  $-x$  における電子密度が、焦点における電子密度と等しくなった時その場所で破壊が起こるとし、前方を等間隔で微小な区間に分割してそれぞれの場所における破壊時刻を計算した。

以下に、前方成長の計算式を示す。

$$\int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{Nh \nu \pi (r_{\parallel} - x_n \tan \alpha)(r_{\perp} - x_n \tan \beta)} dt + \sum_{i=0}^{n-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \frac{\sigma_{en} n_g W(t) e^{-k_{ei} t}}{Nh \nu \pi [r_i + (x_n - x_i) \tan \gamma]^2} dt$$

$$= \int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{Nh \nu \pi r_0^2} dt, \quad x_0 = 0, \quad t_0 = t_b$$

(5-12)

イオンと電子による吸収係数  $k_{ei}$  は (5-11) 式を用いた。後方プラズマ成長を考慮した forward breakdown wave による前方成長は、 $x_n$  と  $t_n$  によって表される。ここで、 $\sigma_{en} n_g$  は電離がおきている場所、即ち  $-x_n$  における吸収を表し、 $k_{ei}$  は電離された領域における吸収を表す。

焦点後方においてプラズマは breakdown wave と radiation supported shock wave で成長する。そこで、forward breakdown wave と radiation supported shock wave を用いて前方プラズマ長を求めた。前方  $|x_n|$  において破壊が起きるまでの時間に radiation supported shock wave による成長  $\delta_m$  を計算し、 $|x_n| = |x_n + \delta_m|$  を前方プ

ラズマ長とした。しかし、焦点において破壊が起きた後、forward breakdown waveにより前方に  $\Delta x$  だけ成長する間に radiation supported shock wave によるプラズマ成長  $\delta_{ri}$  は、 $\delta_{ri}/|\Delta x| \cong 0.006$  となるため前方プラズマ成長にほとんど影響しないことが分かった。

また、 $l_i$  はある時刻  $t_i$  におけるプラズマ長を表し次式で表される。

$$l_i = \int_{t_b}^{t_i} (V_b + V_r) dt - x_i \quad (5-13)$$

ここで、右辺第一項は、時刻  $t_i$  における後方プラズマ長を、 $-x_i$  は時刻  $t_i$  における前方プラズマ長を表す。

以上の計算式を用いて、焦点前方の各点における破壊時間を計算し前方へ成長するプラズマの様子を理論計算した。

前方プラズマ長の計算は、前方プラズマ成長と後方プラズマ成長を同時に計算しなければならないが、同時に計算は出来ないため、まず先に後方成長を計算した。その後、ある時刻における後方プラズマ長と焦点前方のある点までの距離を用いて吸収係数を計算し、焦点前方のある点における破壊時間を計算した。

(5-11) 式に表されるように、吸収係数は、電子密度と温度に依存する。その為、それぞれの場所における電子密度の時間変化と電子温度の時間変化の値を用いて、それぞれの場所における吸収係数の時間変化の値を計算しなければならない。しかしながら、これらの計算は大変複雑になる。この為前方プラズマ長を計算する時は、吸収係数の値を三通りに変えて計算した。

まず吸収係数を考慮した事による前方プラズマ成長への影響を見るため、場所や時間によらず一定の吸収係数値を用いて数値計算を行った。次に、場所によらず焦点における吸収係数の時間変化の値を用いて前方成長を計算した。最後に、図 4-7 と図 4-24 で表されているように、実験によって求めた電子密度の分布と温度分布を用いて吸収係数の分布を計算した。またこの時、吸収係数の時間変化は、焦点における電子密度の時間変化を用いて、それぞれの場所における電子密度の時間変化を計算した。この為、電子密度の時間変化の様子は焦点における時間変化の近似波形である。この様にして、それぞれの場所における電子密度の時間変化の値と電子

温度の最大値を用いてそれぞれの場所における吸収係数の時間変化を計算した。

### 5.3.3 実験結果とプラズマ成長の計算結果の比較

吸収係数は(5-11)式より、 $n_i$ 、 $n_e$ 及び $T_e$ の関数であるが、まず試みにいくつかの定数を用いて計算した前方プラズマ成長の様子を図5-12に示す。破線は後方プラズマによる吸収を考慮せず前方成長のみで計算したものである。後方プラズマ長が長くなるほど、また吸収係数が大きくなるほど、前方成長速度は遅くなった。しかし一定の吸収係数を用いた計算では、前方成長速度は遅くなったが、実験結果とあまり一致しなかった。

次に吸収係数として焦点における $n_e$ の時間変化のみを考慮し、 $T_e$ は一定の値(最大値)を用いて前方成長を計算した結果を図5-13a, bに示す。焦点における吸収係数の時間変化の値を用いて計算したプラズマは時間の経過と共に成長速度が速くなり、その後成長が止まるなど、定性的な前方成長の様子は表現できた。例えば図5-13aのA点において、 $x = x_A < 0$ では、 $W(t_A) = 0$ となり、更なる成長は起こらない。従って $t \geq t_A$ では $x = x_A < 0$ として描いてある。しかし計算した前方プラズマ長は、実験結果よりも短くなった。密度分布は図4-7から分かるように、集光レンズの焦点で最大になる。そのため、計算した吸収係数の時間変化も最も大きい値となる。この為、前方プラズマ長が短くなったと考えられる。

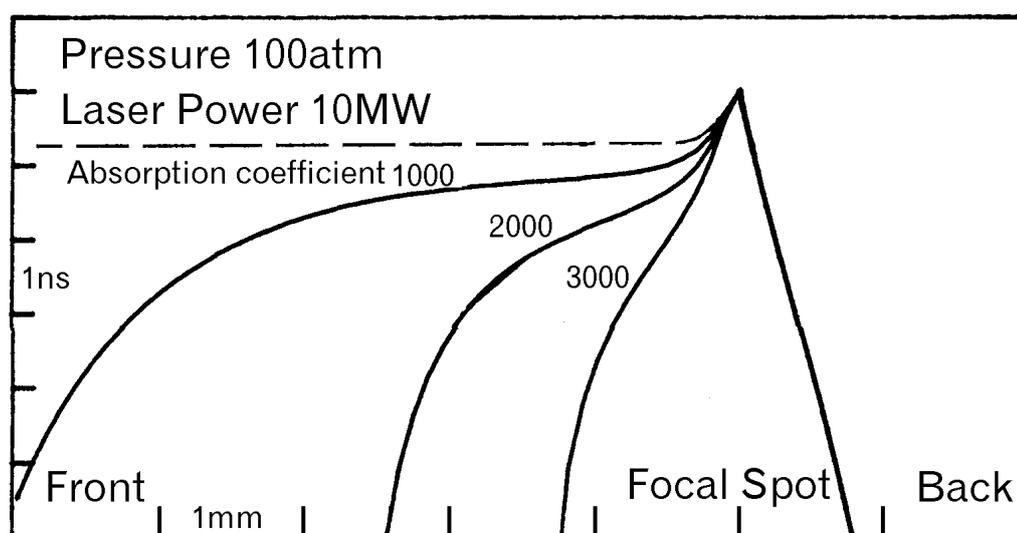


図5-12. 一定の吸収係数値で計算した前方プラズマ成長の様子

最後にそれぞれの場所における、電子密度の時間変化と最大電子温度の値を(5-11)式に代入して吸収係数を求め、それを用いてプラズマ成長を計算した。その結果を図5-14a, bに示す。このモデルで計算した前方成長は、前方成長の前半部分のみならず前方成長の後半も実験結果とほぼ一致した。また、radiation supported shock waveは前方プラズマ成長にほとんど影響せず、前方プラズマは、主にforward breakdown waveで成長していることが分かった。

しかし、今回の成長モデルは、前方プラズマ成長しか考慮していない。その為、前方成長が止まった後の前方プラズマの減衰過程は考慮しなかった。よって、図5-13, 5-14から分かるように、前方成長が止まった後の前方プラズマ長は一定とした。前方においてプラズマ成長が止まる現象は、(5-12)式の左辺第二項において、生成されたプラズマが長くなるとプラズマ中を透過するレーザー光がほとんど吸収され、第二項が0に近い値になった結果生じる現象である。

今回初めて観測された高圧レーザープラズマの前方成長の様子は、後方プラズマ成長を考慮したforward breakdown waveで説明できることが分かった。

#### 5.3.4 まとめ

紫外線レーザーを高圧アルゴンガス中に集光照射した時、プラズマは焦点後方のみならず前方にも成長した。焦点前方へのプラズマ成長は、今回初めて観測された現象であり、可視光レーザーを用いた実験では観測されなかった。前方に成長したプラズマは、時間と共に成長速度が速くなり、ある時成長が止まり減衰した。そこで、プラズマの半径方向の大きさを測定した所、プラズマは焦点前方において、自己収束していた。また、前方成長が止まった時の全プラズマ長を測定した所、ほぼ一定の値となった。この為、プラズマの前方成長に後方プラズマ成長が影響していると考えた。そこで、後方プラズマ中をレーザー光が透過する時の吸収の影響と自己収束の効果を検討した成長モデルforward breakdown waveを新たに提案し、プラズマ前方成長の理論計算を行った。

プラズマの吸収係数は電子密度と温度に依存する。よって、前方プラズマ成長を計算する時は、実験で測定した密度と温度分布の値を用い、それぞれの場所に

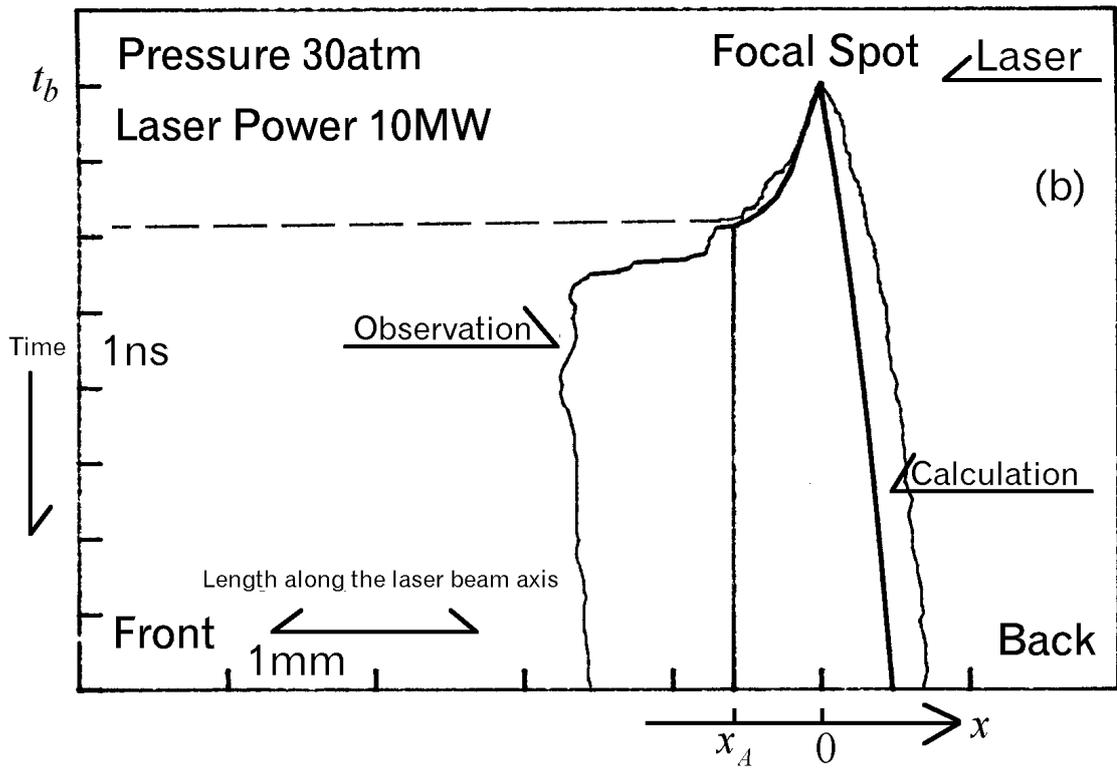
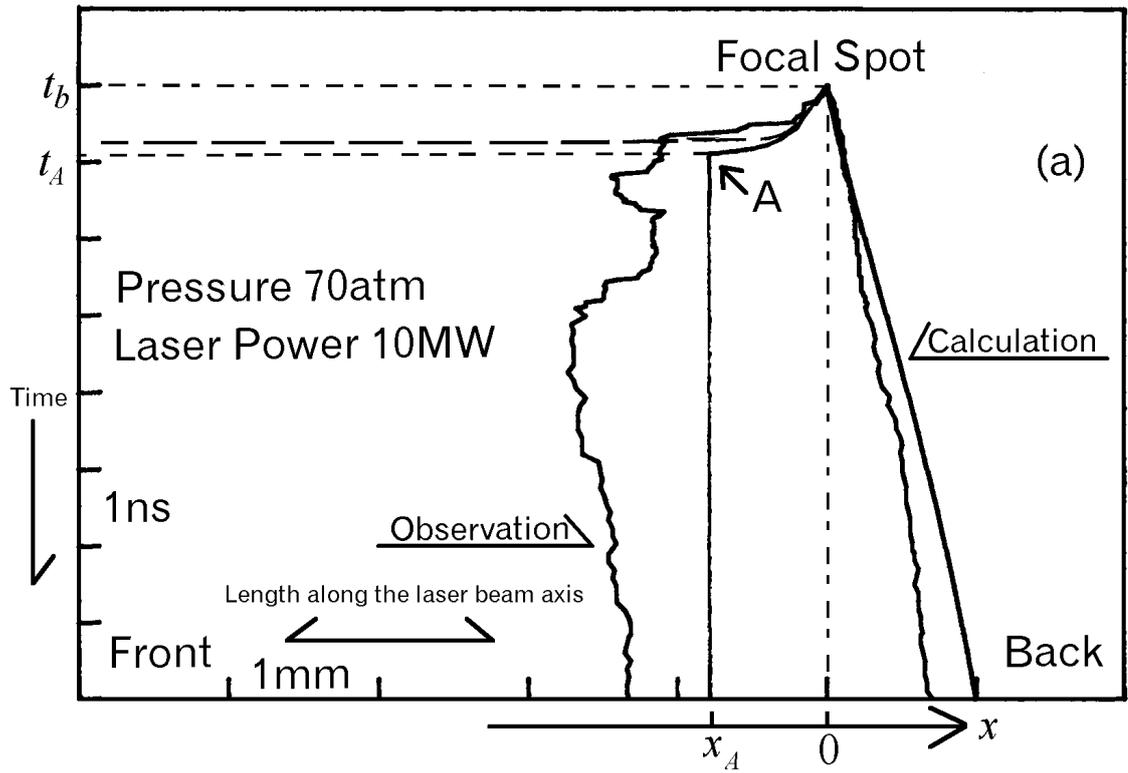


図 5-13. 焦点における吸収係数の時間変化の値を用いて計算したプラズマ成長の様子

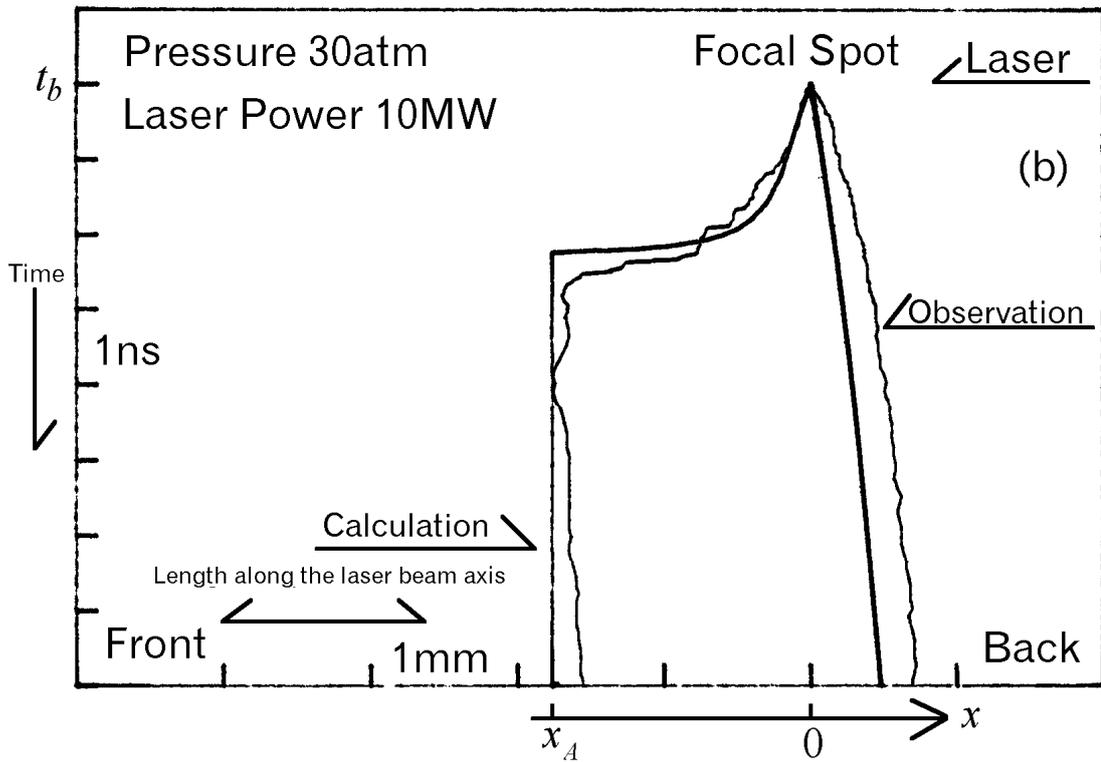
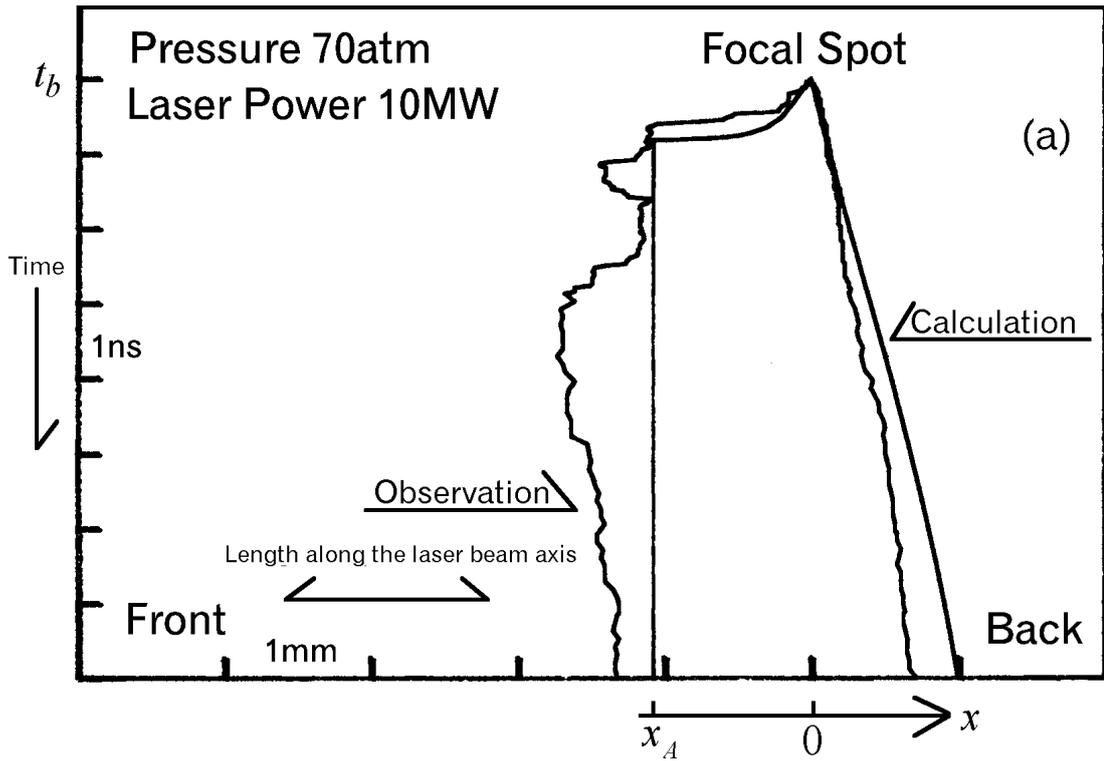


図 5-14. それぞれの場所における吸収係数の時間変化の値を用いて計算したプラズマ成長の様子

おける吸収係数の時間変化を計算し理論計算を行った。この成長機構で計算した前方成長は、時間と共に成長速度が速くなり、その後成長が止まり減衰するなど、前方成長の様子を定量的に良く表現した。よって、プラズマの前方成長は、後方プラズマ成長による吸収の影響を受けながら、今回新たに提案した **forward breakdown wave** で説明できることが分かった。

## 付録4 breakdown wave による後方成長の導出過程

(5-5) 式、(5-5)' 式を用いると以下の関係が成り立つ。

$$\int_0^t \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{Nh v \pi (r_{\parallel} + x \tan \alpha)(r_{\perp} + x \tan \beta)} dt = \int_0^{t_b} \frac{\sigma_{en} n_g W(t)}{Nh v \pi r_{\parallel} r_{\perp}} dt \quad (\text{A4-1})$$

この式を解くと  $x$  の二次方程式が得られる。

$$x^2 + \frac{(r_{\parallel} \tan \beta + r_{\perp} \tan \alpha)}{\tan \alpha \tan \beta} x + \frac{r_{\parallel} r_{\perp}}{\tan \alpha \tan \beta} \left( 1 - \frac{\int_0^t W(t)}{\int_0^{t_b} W(t)} \right) \quad (\text{A4-2})$$

この式を  $x$  について解くと以下の式が得られる。

$$x = \frac{-\frac{(r_{\parallel} \tan \beta + r_{\perp} \tan \alpha)}{\tan \alpha \tan \beta} + \left( \frac{(r_{\parallel} \tan \beta + r_{\perp} \tan \alpha)^2}{\tan \alpha^2 \tan \beta^2} - \frac{4r_{\parallel} r_{\perp}}{\tan \alpha \tan \beta} \left( 1 - \frac{\int_0^t W(t)}{\int_0^{t_b} W(t)} \right) \right)^{\frac{1}{2}}}{2} \quad (\text{A4-3})$$

ここで、 $P(t) = \frac{\int_0^t W(t) dt}{\int_0^{t_b} W(t) dt}$  とおき、 $t$  で微分して成長速度  $V_b$  を求めると (5-6) 式が得

られる。

## 付録5 焦点前方におけるレーザ光強度の見積もり

焦点後方にプラズマが作られているとき、レーザ光のエネルギーの一部は、プラズマ生成に費やされ、前方に浸透してくるレーザ光の強度は低下すると考えられる。

どの程度のエネルギーが吸収されるかを見積もるため、簡単な理論計算を行った。まず、焦点領域で breakdown wave に費やされたエネルギーを  $\Delta E_b$  とすると、 $\Delta E_b$  は次式で与えられる。

$$\Delta E_b = eV_i \delta n_g \Delta V_F \quad (\text{A5-1})$$

ここで、 $eV_i$  はアルゴン原子の電離エネルギー (15.8eV)、 $\delta=0.1$  (破壊がおきた時の電離度は 10% と仮定してある)、 $n_g$  はガス粒子密度、 $\Delta V_F$  は焦点領域の体積を表す。 $n_g$  は圧力を  $p$  (atm) として、 $n_{g0}$  を 1 気圧の粒子密度とすると以下のように表される。

$$n_g = n_{g0} p, \quad n_{g0} = 2.7 \times 10^{25} \quad (\text{m}^{-3}) \quad (\text{A5-2})$$

ここで、 $p=100$  (atm) と仮定すると、 $n_g = 2.7 \times 10^{27} \quad (\text{m}^{-3})$ 、 $\delta n_g = 2.7 \times 10^{26} \quad (\text{m}^{-3})$   $\Delta V_F$  は焦点を半径  $r_0=50$  ( $\mu\text{m}$ ) の球と仮定すると以下のようにになる。

$$\Delta V_F = \frac{4}{3} \pi r_0^3 = 5.23 \times 10^{-13} \quad (\text{m}^3) \quad (\text{A5-3})$$

よって、 $\Delta E_b$  は以下のようにになる。

$$\Delta E_b = 15.8 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 2.7 \times 10^{26} \times 5.23 \times 10^{-13} \cong 3.57 \times 10^{-4} \quad (\text{J}) \quad (\text{A5-4})$$

一方、 $\delta n_g$  個の電子が常温から  $T_e=10^5$  (K) に加熱された時、加熱に使われたエネルギー  $\Delta E_H$  は、以下のようにになる。

$$\Delta E_H = \delta n_g k (T_e - T_0) \Delta V_F \cong \delta n_g k T_e \Delta V_F \cong 1.95 \times 10^{-4} \quad (\text{J}) \quad (\text{A5-5})$$

$$T_0 = 273 \quad (\text{K}), \quad k = 1.38 \times 10^{-23} \quad (\text{J/K})$$

よって、電離と加熱に使われたエネルギー  $\Delta E$  は約  $5.52 \times 10^{-4}$  (J) 程度になる。

一方、レーザのエネルギー  $E_L$  は以下のようにになる。

$$E_L \cong W \times \Delta t \quad (\text{J}) \quad (\text{A5-6})$$

ここで、 $W$  はレーザパワー (J/s)、 $\Delta t$  はレーザパルス幅 (s) を表す。

$W=10$  (MW) 一定とし、 $\Delta t=30$  (ns) とすると  $E_L$  は以下のようにになる。

$$E_L = 3 \times 10^{-1} \quad (\text{J}) \quad \text{となり}$$

$$\Delta E \ll E_L \quad (\text{A5-7})$$

よって、焦点においてプラズマが生成された直後、プラズマ生成に費やされたエネルギーはわずかである。よって、プラズマ中を透過したレーザー光によって前方にプラズマが生成されたと考えられる。

焦点においてプラズマが生成された時とほぼ同じ条件において、前方プラズマ成長が止まった時を考えてみる。この場合、図 4—8 から分かるように集光レンズの焦点において生成されたプラズマの電子密度はプラズマ生成後急激に増加する。また、その時の最大電子密度は初期原子密度に達しており、ほぼ完全に電離していることがわかる。また、電子温度の測定結果から、プラズマは一価に電離しておりアルゴン原子のラインは観測されなかった。そこで、プラズマ生成後の電離度  $\delta=1$  とした。また、前方成長が止まった時の全プラズマ長は焦点距離 40 (mm) の集光レンズを用いた場合図 2—7 より圧力に依存せずほぼ 2 (mm) である事が分かる。そこで、前方プラズマ成長が止まった時における、前方プラズマ長を 1.5 (mm)、後方プラズマ長を 0.5 (mm) と仮定し、後方プラズマ半径を図 2—9a,b から求め、円錐の体積を計算すると  $\Delta V_F$  は約  $7.88 \times 10^{-10}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) となる。よって、 $\Delta E_b$  を計算すると以下のようなになる。

$$\Delta E_b = 15.8 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 2.7 \times 10^{27} \times 7.88 \times 10^{-10} \cong 5.38 \text{ (J)} \quad (\text{A5-8})$$

一方、プラズマの加熱に使われたエネルギー  $\Delta E_H$  は以下のように表される。

$$\Delta E_H = \delta n_g k (T_e - T_0) \Delta V_F \cong \delta n_g k T_e \Delta V_F \cong 2.94 \text{ (J)} \quad (\text{A5-9})$$

よって、電離と加熱に使われたエネルギー  $\Delta E$  は約 8.32 (J) 程度になる。

よって、 $\Delta E > E_L$  となり、ある程度プラズマが生成すると前方にレーザー光のエネルギーが届かなくなり、その結果前方プラズマ成長が止まると考えられる。

## 第六章 結論

### 6.1 研究の総括

本論文では、紫外線レーザーによって高圧アルゴンガス中に生成されたプラズマ成長について述べてきた。10気圧以上の高圧アルゴンガス中に生成されたプラズマは、集光レンズの焦点において生成された後、焦点の前後に成長する事が観測された。特に高圧レーザープラズマの実験において、焦点前方へのプラズマ成長は本研究において初めて観測された現象であり、全く新しい成長モデルである **forward breakdown wave** を提案し、理論計算を行い実験結果とほぼ一致する事を示し、その成長機構を解明した。

そこで、本章では各章で得られた結論を要約する。

第一章では、今まで行われてきたレーザープラズマに関する研究の歴史と、今回行った研究の目的について述べた。

第二章では、高圧プラズマ成長を観測するために行った実験装置や実験結果について述べた。今回、紫外線領域で発振するエキシマレーザー光を高圧アルゴンガス中に集光照射し、その時生成されるプラズマについてストリークカメラを用いて測定した。その結果、高圧ガス中に生成したプラズマは可視光の場合と同様に後方に成長していることが分かったが、焦点前方へもプラズマが成長していることが今回初めて観測された。プラズマ半径方向の大きさを測定した結果、焦点前方においてプラズマの半径方向の大きさが理論光路より小さくなっており、プラズマの前方成長にレーザービームの自己収束効果が働いていることが分かった。

第三章では、レーザープラズマの電離過程について説明し、多光子電離過程と、カスケード電離過程について述べた。紫外線レーザー光を高圧ガス中に集光照射する事によって生成したプラズマは、可視光を用いた場合と同じく、多光子電離によって初期電子が生成され、カスケード電離によるプラズマ生成が主過程であることを示した。レーザーパルス上台形近似し、多光子電離で初期電子が生成され、その後のカスケード電離によってガス破壊が起こるとして計算した破壊時間とレーザー光の透過波形から求めた破壊時間を測定したところ、定性的に一致した。紫外線レーザー光に

よって高圧ガス中に生成されたプラズマは、可視光の時と同じメカニズムで破壊が起こることが分かった。

第四章では、高気圧アルゴンガス中にレーザ光を集光照射する事によって生成したプラズマの電子密度と温度について測定した結果と理論計算した結果について述べた。実験結果から、プラズマは一価に電離しており、圧力 150 (atm) レーザパワー 10 (MW) の時、その電子密度は集光レンズの焦点において  $10^{27}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) に達しており、電子温度は  $10^5$  (K) になっていることが分かった。高圧ガス中に紫外線レーザ光を集光照射して生成したプラズマは前方と後方に成長し、プラズマの形状は前方と後方で異なっている。そこで、密度分布と温度分布を測定したところ、その分布は、前方と後方でそれぞれ異なっている事が分かった。電子密度は集光レンズの焦点において最も高く前方より後方の方が低くなった。これは、レーザ光の強度が集光レンズの焦点において最も高く、後方より前方の方が自己収束効果のためにレーザ光強度が高くなっている為である。また、電子温度は、前方と後方でほぼ等しい値となった。これは、前方において自己収束が起こっているため、レーザ光強度は前方の方が高いと考えられる。しかし、後方より前方の方がプラズマ半径方向の大きさが小さいので前方の方が周囲のガスによって冷やされ、前方と後方の電子温度がほぼ等しくなったと考えられる。電子密度の時間変化について理論計算を行い、最大電子密度を実験結果と比較したところ、最大電子密度は実験結果と定性的に良く一致したが、定量的には理論計算結果の方が実験結果より僅かに低い値となった。

第五章では、プラズマ成長機構について理論計算を行い実験結果と比較した。焦点後方に生成したプラズマは、可視光の時と同じく時間と共に成長速度が遅くなりながら焦点後方に成長する。この為、可視光の時と同じように **breakdown wave** と **radiation supported shock wave** を用いてプラズマ後方成長の理論計算を行った。理論計算によって求めた後方成長の様子は、実験結果と定量的に良く一致した。よって焦点後方に成長するプラズマは、可視光の時と同じように同時に二つの成長機構で後方に成長していることが分かった。一方、前方プラズマ成長は、今回初めて観測された現象であり、その成長機構は良く分かっていない。その為、新たに前方

成長機構 **forward breakdown wave** を提案し理論計算を行った。この成長モデルは、レーザ光の自己収束効果を考慮したモデルで、成長の最初の部分は実験結果と理論計算結果から求めた前方成長は良く一致した。しかし、後半部分において計算結果は実験結果より速く前方に成長し、レーザパルス照射中プラズマは前方に成長し続けた。この為、**forward breakdown wave** を修正した。修正した成長モデルは、プラズマによるレーザ光の自己収束効果の他に、後方に成長したプラズマによるレーザ光の吸収を新たに考慮した。この成長モデルを用いて理論計算を行った結果、前方プラズマ成長の特徴である“前方成長初期の段階において時間と共に成長速度が速くなり、その後レーザパルス照射中にも関わらず成長が止まる”現象が計算で表現された。また、前方プラズマ成長の初期段階における計算結果は定量的にも実験結果とほぼ一致した。よって、このモデルで前方成長初期段階における前方成長が説明出来ることが分かった。その結果、初めてプラズマの前方成長が解明された。

## 6.2 本研究の総括と今後の課題

今回、高圧ガス中に紫外線レーザ光を集光照射して生成したプラズマ成長過程とその物性について研究した。その結果、レーザプラズマの前方成長機構は、今回新たに提案した **forward breakdown wave** により、かなり明確にされた。しかし、今回計算した前方成長において焦点前方におけるプラズマの半径方向の大きさは、ストリークカメラを用いて測定した実験値を用いて計算した。レーザ光の自己収束現象は定性的にそのメカニズムが理解されているが、定量的検討は今後の研究課題である。

今後は、焦点前方へのプラズマの自己収束現象について定量的研究を行い、そのメカニズムを解明したり、レーザ媒質を変えることによりレーザ発振波長を変え、より短波長でのプラズマ成長の様子や、更なる高圧下でプラズマを生成し、その成長の様子を解明していく予定である。また、前方成長が止まった後に起こる、減衰過程の解明やギャップスイッチとしての使用を前提とし、 $N_2$  ガスを用いた時のプラズマ成長について研究し、ギャップスイッチとして利用したときの特性について研究して行く予定である。

## 謝 辞

本論文を終えるにあたり、研究の方向性から論文完成に至るまで、絶えず懇切丁寧な御指導御鞭撻を賜りました愛知工業大学電子工学科工学博士山田諄教授に深く感謝の意を表します。

また、論文作成に際し多くの御助言を頂いた、電子工学科理学博士築島隆繁教授、情報通信工学科工学博士内田悦行教授、電気工学科工学博士渡辺茂男教授に感謝の意を表します。

山田研究室の院生ならびに学生の方々には、研究を進めるに際して多大の御協力を頂き、技術職員の森光雄氏には実験装置の製作にあたり、多大なる御協力を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

## 参考文献

- 1 P. D. Maker, R. W. Terhune and C. M. Savage Proc.of the 3rd Int. Quantum Electronics Conference, Paris (1963).
- 2 R. G. Mayerand and A. F. Haught Phys. Rev. Lett. 11, 401 (1963).
- 3 Yu. P. Raizer Usp. Fiz. Nauk 87, 29 (1965) [Sov. Phys.-Uspekhi 8, 650 (1966)].
- 4 D. H. Gill and A. A. Dougal Phys. Rev. Lett. 15, 845 (1965).
- 5 H. T. Buscher, R. G. Tomlinson and E. K. Damon Phys. Rev. Lett. 15, 847 (1965).
- 6 V. E. Mitsuk, V. I. Savoskin and V. A. Chernikov JETP Lett. 4, 88 (1966).
- 7 R. G. Tomlinson, E. K. Damon and H. T. Buscher Mc Graw, 520 (1966), (see ref. Phys. Rev. 143, 1 (1966)).
- 8 T. Bergqvist and B. Kleman Ark.Fys. 31, 177 (1966).
- 9 A. A. Kruithof and F. M. Penning Physica 3, 450 (1937).
- 10 T. Tsukishima J. Phys. Soc. Jpn. 18, 558 (1963).
- 11 S. A. Akhmanov, A. I. Kovrigin, M. M. Strukov and R. V. Khokhlov ZhETF Pis. Red. 1, No.1, 42 (1965) [JETP Lett.1, 25 (1965)].
- 12 H. T. Buscher, R. G. Tomlinson and E. K. Damon Phys. Rev. Lett.15, 847 (1965).
- 13 C. Barthelemy, M. Leblanc and M. T. Boucalt C. R. Ac.Sci. B266, 1234 (1968).
- 14 A. J. Alocock, C. De Michelis and M. C. Richardson Appl. Phys. Lett. 15, 72(1969).
- 15 V. I. Eremin, L. V. Norinskii, and V. A. Pryadin ZhETF Pis. Red. 13, 433 (1971)[JETP Lett.13,307 (1971)].
- 16 M. Young and M. Hercher J. Appl. Phys. 38, 4393 (1967).
- 17 D. S. Smith J. Appl. Phys. Lett. 19, 405 (1971).
- 18 V. E. Mitsuk V. I. Savoskin and V. A. Chernikov ZhETF Pis. Red. 4, 129 (1966) [JETP Lett. 4, 88 (1966)].
- 19 V. E. Mitsuk and V. A. Chernikov ZhETF Pis. Red. 6, 627 (1967) [JETP Lett. 6, 124 (1967)].
- 20 D. S. Smith and R. G. Tomlinson Appl. Phys. Lett. 11, 73 (1967).

- 21 A. J. Alcock, C. De Michelis and M. C. Richardson IEEE J. Quantum Electron. QE-6, 622 (1970).
- 22 C. C. Wang and L. J. Davis Phys. Rev. Lett. 26, 822 (1971).
- 23 C. De Michelis Opt. Comm. 2, 255 (1970).
- 24 F. V. Bunkin, I. K. Krasnyuk, V. M. Barchenko, P. P. Pashinin, and A. M. Prokhorov Zh. Eksp. Teor. Fiz. 60, 1326 (1971) [Sov. Phys. —JETP 33, 717 (1971)].
- 25 L. V. Keldysh Zh. Eksp. Teor. Fiz. 47, 1945 (1964) [Sov. Phys. —JETP 20, 1307 (1965)].
- 26 F. V. Bunkin and A. M. Prokhorov Zh. Eksp. Teor. Fiz. 46, 1090 (1964) [Sov. Phys. —JETP 19, 739 (1964)].
- 27 P. Nelson C. R. Ac. Sci. 259, 2185 (1964); 261, 3089 (1965).
- 28 A. H. Gold and H. B. Bebb Phys. Rev. Lett. 14, 60 (1965).
- 29 H. B. Bebb and A. H. Gold Phys. Rev. 143, 1 (1966).
- 30 B. A. Tozer Phys. Rev. A137, 1665 (1965).
- 31 V. M. Morton Proc. Phys. Soc. 92, 301 (1967).
- 32 Y. Gontier and M. Frahin C. R. Ac. Sci. B264, 499 (1967).
- 33 L. P. Kotova and M. V. Terent'ev Zh. Eksp. Teor. Fiz. 52, 732 (1967) [Sov. Phys. —JETP 25, 481 (1967)].
- 34 E. R. Peressini Physics of Quantum Electronics, McGraw ed. by P. L. Kelley, B. Lax and P. E. Tannenwald, 499 (1966).
- 35 A. M. Perelomov, V. S. Popov and M. V. Terent'ev Zh. Eksp. Teor. Fiz. 50, 1393; 51, 309 (1966); 52, 514 (1967) [Sov. Phys. —JETP 23, 924 (1966); 24, 207 (1967); 25, 336 (1967)].
- 36 G. S. Voronov, G. A. Delone, N. B. Delone and O. V. Kudrevatova ZhETF Pis. Red. 2, 377 (1965) [JETP Lett. 2, 237 (1965)].
- 37 G. S. Voronov, G. A. Delone and N. B. Delone Zh. Eksp. Teor. Fiz. 51, 1660 (1966) [Sov. Phys.—JETP 24, 1122 (1967)].
- 38 G. S. Voronov and N. B. Delone Zh. Eksp. Teor. Fiz. 50, 78 (1966) [Sov. Phys.—JETP 23, 54 (1966)].
- 39 G. A. Delone and N. B. Delone Zh. Eksp. Teor. Fiz. 54, 1067 (1968) [Sov. Phys. —JETP 27, 570 (1968)].
- 40 P. Agostini, J. F. Bonnal, G. Manifray and C. Manus C. R. Ac. Sci. B266, 1034 (1968).
- 41 P. Agostini, J. F. Bonnal, G. Manifray and C. Manus C. R. Ac. Sci. A31, 367 (1970).
- 42 G. Baravian, R. Benattar, J. Bretagne, J. L. Godart and G. Sultan Appl. Phys. Lett. 16, 162 (1970).

- 43 Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 47, 1150 (1964)  
[Sov. Phys. — JETP 20, 772 (1965)].
- 44 J. R. Wright  
Proc. Phys. Soc. 84, 41 (1964).
- 45 D. D. Ryutov  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 47, 2194 (1964)  
[Sov. Phys. — JETP 20, 1472 (1965)].
- 46 G. A. Askar'yan and M. S. Rabinovich  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 48, 290 (1965) [Sov. Phys. — JETP 21, 190 (1965)].
- 47 V. A. Barynin and R. V. Khokhlov  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 50, 472 (1966)  
[Sov. Phys. — JETP 23, 314 (1966)].
- 48 Yu. V. Afanas'ev, E. M. Belenov and O. N. Krokhin  
ZhETF Pis. Red. 8, 209 (1968) [JETP Lett. 8, 126].
- 49 Yu. V. Afanas'ev, E. M. Belenov and O. N. Krokhin  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 56, 256 (1969)  
[Sov. Phys. — JETP 29, 141 (1969)].
- 50 Yu. V. Afanas'ev, E. M. Belenov, O. N. Krokhin and I. A. Poluektov  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 57, 580 (1969)  
[Sov. Phys. — JETP 30, 318 (1970)].
- 51 Yu. V. Afanas'ev, E. M. Belenov and I. A. Poluektov  
ZhETF Pis. Red. 15, 60 (1972) [JETP Lett. 15, 41 (1972)].
- 52 F. Morgan, L. R. Evans and C. G. Morgan  
J. Phys. D4, 225 (1971).
- 53 R. W. Minck  
J. Appl. Phys. 35, 252 (1964).
- 54 D. H. Gill and A. A. Dougal  
Phys. Rev. Lett. 15, 845 (1965).
- 55 W. Holzer, P. Ranson and P. Peretti  
IEEE J. Quantum Electron. QE-7, 204 (1971).
- 56 Yu. P. Raizer  
Usp. Fiz. Nauk 87, 29 (1965) [Sov. Phys. — Uspekhi 8, 650 (1966)].
- 57 Yu. P. Raizer  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 48, 1508 (1965)  
[Sov. Phys. — JETP 21, 1009 (1965)].
- 58 R. V. Ambartsumyan, N. G. Basov, V. A. Boiko, V. S. Zuev, O. N. Krokhin, P. G. Kryukov, Yu. V. Senatskii, and Yu. Yu. Stoilbov  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 48, 1583 (1965)  
[Sov. Phys. — JETP 21, 1061 (1965)].
- 59 A. J. Alcock, C. De Michelis, K. Hamal and B. A. Tozer  
IEEE J. Quantum Electron. QB-4, 593 (1968).
- 60 A. J. Alcock, C. De Michelis, K. Hamal and B. A. Tozer  
Phys. Rev. Lett. 20, 1095 (1968).
- 61 C. Canto, J. D. Reuss and P. Veyrie  
C. R. Ac. Sci. B267, 878 (1968).
- 62 S. A. Ramsden and W. E. Davies  
Phys. Rev. Lett. 13, 227 (1964).
- 63 J. W. Daiber and H. M. Thompson  
Phys. Fluids. 10, 1162 (1967).

- 64 F. Floux and P. Veyrie C. R. Ac. Sci. 261, 3771 (1965).
- 65 F. Floux, D. Guyot and P. Langer C. R. Ac. Sci. B267, 416 (1968).
- 66 J. L. Bobin, C. Canto, F. Floux, D. Guyot and J. Reuss IEEE J. Quantum Electron. QE-4, 923 (1968).
- 67 V. V. Korobkin, S. L. Mandel'shtam, P. P. Pashinin, A. V. Prokhindeev, A. M. Prokhorov, N. K. Sukhodrev and M. Ya. Shchelev Zh. Eksp. Teor. Fiz. 53, 116 (1967) [Sov. Phys.-JETP 26, 79 (1968)].
- 68 S. L. Mandel'shtam, P. P. Pashinin, A. M. Prokhorov, Yu. P. Raizer and N. K. Sukhodrev Zh. Bksp. Teor. Fiz. 49, 127 (1965) [Sov. Phys.-JETP 22, 91 (1966)].
- 69 N. G. Basov, V. A. Boiko, O. N. Krokhin and G. V. Sklizov Dokl. Akad. Nauk SSSR 173, 538 (1967) [Sov. Phys.-Dokl. 12, 248 (1967)].
- 70 I. I. Komissarova, G. V. Ostrovskaya and L. L. Shapiro, Zh. Tekh. Fiz. 40, 1072 (1970) [Sov. Phys.- Tech. Phys. 15, 827 (1970)].
- 71 J. W. Daiber and H. M. Thompson J. Appl. Phys. 41, 2043 (1970).
- 72 A. J. Alcock, P. P. Pashinin and S. A. Ramsden Phys. Rev. Lett. 17, 528 (1966).
- 73 M. P. Vanyukov, V. A. Venchikov, V. I. Isaenko, P. P. Pashinin and A. M. Prokhorov ZhETF Pis. Red. 7, 321 (1968) [JETP Lett. 7, 251 (1968)].
- 74 A. J. Alcock, E. Panarella and S. A. Ramsden Proc. of the 7th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, v.3, Beograd, 224 (1965).
- 75 A. B. Ignatov, I. I. Komissarova, G. V. Ostrovskaya and L. L. Shapiro Zh. Tekh. Fiz. 41, 701 (1971) [Sov. Phys.- Tech. Phys. 16, 550 (1971)].
- 76 G. V. Ostrovskaya and Yu. I. Ostrovskii ZhETF Pis. Red. 4, 121 (1966) [JETP Lett. 4, 83 (1966)].
- 77 A. N. Zaidel', G. V. Ostrovskaya, Yu. I. Ostrovskii and T. Ya. Chelidze Zh. Tekh. Fiz. 36, 2208 (1966) [Sov. Phys.-Tech. Phys. 11, 1650 (1967)].

- 78 A. Kakos, G. V. Ostrovskaya, Yu. J. Ostrovskiy and A. N. Zaidei Phys. Lett. 23, 81 (1966).
- 79 H. Hora Phys. Fluids. 12, 182 (1969).
- 80 H. Hora Opto-Electronics. 2, 201 (1970).
- 81 J. D. Lindl and P. K. Kaw Phys. Fluids. 14, 371 (1971).
- 82 M. H. Key, D. A. Preston and T. P. Donaldson J. Phys. B3, L88 (1970).
- 83 M. C. Richardson and A. J. Alcock Appl. Phys. Lett. 18, 357 (1971).
- 84 P. Belland, C. De Michelis and M. Mattioli Opt. Comm. 4, 50 (1971).
- 85 H. Hora Zs. Phys. 226. 156 (1969).
- 86 A. J. Palmer Phys. Fluids. 14, 2714 (1971).
- 87 D. F. Edwards and M. M. Litvak Bull. Am. Phys. Soc. 10, 73 (1965).
- 88 P. W. Chan, C. DeMichelis and B. Kronast Appl. Phys. Lett. 13, 202 (1968).
- 89 G. A. Askar'yan ZhETF Pis. Red. 10, 392 (1970) [JETP Lett. 10, 250 (1970)].
- 90 G. A. Askar'yan and V. K. Stepanov Zh. Eksp. Teor. Fiz. 59, 366 (1970) [Sov. Phys.-JETP 32, 198 (1971)].
- 91 S. W. Mead Phys. Fluids 13, 1510 (1970).
- 92 H. M. Thompson, R. G. Rehm and J. W. Daiber J. Appl. Phys. 42, 310 (1971).
- 93 D. W. Koopman and T. D. Wilkerson J. Appl. Phys. 42, 1883 (1971).
- 94 A. G. Akmanov, L. A. Rivlin and V. S. Shil'dyaev ZhETF Pis. Red. 8, 417 (1968) [JETP Lett. 8, 258 (1968)].
- 95 J. Yamada and T. Okuda Jpn. J. Phys. 18, 139 (1979).
- 96 J. Yamada, T. Sakakibara and T. Okuda Trans. IEE Jpn. A97, 638 (1977).
- 97 J. Yamada, Y. Uchida, Y. Hioki and M. Sahashi J. Phys. Soc. Jpn. 3, 907 (1991).
- 98 J. Yamada, T. Tamano and T. Okuda Jpn. J. Appl. Phys. 24, 856 (1985).
- 99 J. Yamada and T. Okuda Laser and Partical Beams 7, 531 (1989).
- 100 G. V. Ostrovskaya and A. N. Zaidel' Sov. Phys. Usp. 16, 834 (1974).
- 101 N. Tsuda, J. Yamada, Y. Uchida, H. Huruhashi and M. Sahashi Trans. IEE Jpn. A144, 303 (1994).
- 102 N. Tsuda and J. Yamada J. Appl. Phys. 81No.2, 582 (1997).

- 103 N. Tsuda, Y. Uchida and J. Yamada Jpn. J. Appl. Phys. 36Part 1, No.7B, 4690 (1997).
- 104 N. Tsuda and J. Yamada Jpn. J. Appl. Phys. 38 No.6A, 3712 (1999).
- 105 A. B. Borison, X. shi, V. B. Karpov, V. V. Korobkin, J. C. Solem, O. B. Shiryaev, A. McPherson, K. Boyer and C. K. Rhodes J. Opt. Soc. Am. B11, 1941 (1994).
- 106 T. Holstein Phys. Rev. 72 (1947).
- 107 P. L. Kelley, B. Lax and P. E. Tannenwald Physics of Quantum Electronics, McGRAW-Hill (1966).
- 108 朝倉、大野、神前、熊谷、沢田 物理定数表, 朝倉出版, 115 (1969).
- 109 M. A. Biondi and L. M. Chanin Phys. Rev. 94A, 910 (1954).
- 110 A. Funahashi and S. Takeda J. Phys. Soc. Jpn. 29, 441 (1970).
- 111 プラズマ・核融合学会 プラズマ診断の基礎, 名古屋大学出版会, 165 (1990).
- 112 M. C. de Hepner Compt. rend. Acad. sci. colon 248(8), 1142 (1959).
- 113 E. Paul and C. J. J. Opt. Soc. Am. 49(12), 1186 (1959).
- 114 W. R. Sittner and E. R. Peck J. Opt. Soc. Am, 39, 474 (1949).
- 115 C. J. Humphreys and H. J. Kostkowski J. Res. Natl. Bur. Standards 49, 73 (1952).
- 116 W. F. Meggers J. Res. Natl. Bur. Standards 14, 487 (1935).
- 117 W. F. Meggers and C.J. Humphreys J. Res. Natl. Bur. Standards 10, 427 (1933).
- 118 K. W. Meissner Z. Phys. 39, 172 (1926), Z. Phys. 40, 839 (1927).
- 119 K. Burns and K.A. Adams J. Opt. Soc. Am. 43(11), 1020 (1953).
- 120 T. A. Littlefield and D. T. Turnbull Proc. Roy. Soc. A 218, 577 (1953).
- 121 J. C. Boyce Phys. Rev. 48, 396 (1935).
- 122 赤崎、村岡、渡辺、蛸原 プラズマ工学の基礎, 産業図書株式会社, 199 (1984).
- 123 S. A. Ramsden and P. Savic Nature 203, 1217 (1964).
- 124 P. F. Brown Proc. Phys. Soc. 86, 1323 (1965).

## 学位論文に関する研究業績

### 学術論文

1	エキシマレーザにより生成した高圧カアルゴンプラズマの成長機構、 電気学会論文誌A、Vol.114-A, No.4, pp.303-308 (1994).	山田 諄 津田 紀生 内田 悦行 古橋 秀夫 佐藤 稔雄
2	Observation of forward breakdown mechanism in high-pressure argon plasma produced by irradiation by an excimer laser, J. Appl. Phys., Vol.81, No.2, pp.582-586 (1997).	N.Tsuda J.Yamada
3	Spectroscopic Measurement of High-Pressure Argon Plasma Produced by Excimer Laser, Jpn. J. Appl. Phys., Vol.36, Part 1, No.7B, pp.4690-4694 (1997).	N.Tsuda Y.Uchida J.Yamada
4	Physical Properties of Dense Plasma Produced by XeCl Excimer Laser in High-Pressure Argon Gases, Jpn. J. Appl. Phys., vol.38 No.6A, pp.3712-3715 (1999).	N.Tsuda J.Yamada
5	Mechanism of forward development of a plasma produced by an excimer laser in high-pressure argon gases, J. Appl. Phys. Vol.87, No.5, pp.2122-2126 (2000).	N.Tsuda J.Yamada

### 国際会議

1	Model for forward development mechanism of high pressure argon plasma produced by excimer laser, 1996 Int. Conf. on Plasma Physics, (Nagoya), Proceedings, pp.1658-1661, (1996).	N.Tsuda J.Yamada
2	Spectroscopic Measurement of High Pressure Argon Plasma Produced by Excimer Laser, 3rd Int. Conf. on Reactive plasmas and 14th Sym. on Plasma processing, (Nara), Proceedings, pp.474-475, (1997).	N.Tsuda J.Yamada
3	Electron density of high pressure argon plasma produced by excimer laser, XXIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, (Toulouse), Proceedings, pp.IV268-IV269, (1997).	N.Tsuda J.Yamada
4	Electron density of high-pressure argon plasma produced by XeCl excimer laser, 1998 Int. Conf. on Plasma Physics and 25th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, (Praha), Proceedings, pp.926-929, (1998).	J.Yamada N.Tsuda
5	Calculation of forward and backward plasma boundary produced by excimer laser in high-pressure argon gas, 1998 Int. Conf. on Plasma Physics and 25th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, (Praha), Proceedings, pp.922-925, (1998).	N.Tsuda J.Yamada
6	Development model of high pressure argon plasma produced by excimer laser, 9th Int. Toki Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, (Toki), (1998)	N.Tsuda J.Yamada
7	Physical property of high-pressure argon plasma produced by XeCl excimer laser, XXIV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, (Poland), Proceedings, pp. II 109- II 110, (1999).	J.Yamada N.Tsuda
8	Forward development model of high-pressure argon plasma produced by XeCl excimer laser, XXIV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, (Poland), Proceedings, pp. II 85- II 86, (1999).	N.Tsuda J.Yamada

### 研究報告(紀要等)

1	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 愛知工業大学研究報告 Vol.29 B, pp.15-21 (1994)	山田 諄 津田 紀生
2	エキシマレーザにより生成した高圧力プラズマの形状に関する研究 愛知工業大学研究報告 Vol.34 B, pp.27-32 (1999)	津田 紀生 山田 諄

### 国内学会、研究会等

1	XeClエキシマレーザにより高気圧Ar気体中に形成されるプラズマの成長に関する研究 電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 1992.10.17	津田 紀生 山田 諄
2	エキシマレーザによる高気圧Arプラズマの成長の様子 「プラズマエレクトロニクス」若手セミナー 1992.10.18	津田 紀生 山田 諄
3	エキシマレーザによる高気圧Arプラズマの前方への成長 「プラズマエレクトロニクス」若手セミナー 1993.9.18	津田 紀生 山田 諄
4	XeClエキシマレーザにより高気圧Ar気体中に形成されるプラズマの前方成長に関する研究 電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 1993.10.1	津田 紀生 山田 諄
5	XeClエキシマレーザにより高気圧Ar気体中に生成されるプラズマ長 「プラズマエレクトロニクス」若手セミナー 1995.7.15	内田 敬久 津田 紀生 山田 諄
6	XeClエキシマレーザ照射による高気圧レーザプラズマの分光測定 電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 1995.9.21	内田 敬久 津田 紀生 山田 諄
7	XeClエキシマレーザにより生成した高圧力Arプラズマの前方成長機構 日本物理学会秋の分科会 1995.9.28	津田 紀生 山田 諄
8	エキシマレーザによる高気圧プラズマの成長機構とプラズマ長 電気学会プラズマ研究会 1995.11.28	津田 紀生 内田 敬久 山田 諄
9	XeClエキシマレーザによる高気圧レーザプラズマの温度計測 「プラズマエレクトロニクス」若手セミナー 1995.12.9	内田 敬久 津田 紀生 山田 諄
10	XeClエキシマレーザにより生成した高圧力Arプラズマの分光測定 日本物理学会年会 1996.3.31	津田 紀生 内田 敬久 山田 諄
11	エキシマレーザにより生成した高気圧プラズマの密度測定 電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 1996.10.14	津田 紀生 山田 諄
12	エキシマレーザにより生成した高気圧プラズマの電子密度の圧力依存性 「プラズマエレクトロニクス」若手セミナー1996.12.14	津田 紀生 山田 諄
13	XeClレーザにより生成された高圧力Arプラズマの密度分布 日本物理学会年会 1997.3.29	津田 紀生 山田 諄
14	XeClレーザにより生成した高圧Arプラズマのパラメータの計測 「プラズマエレクトロニクス」若手セミナー1997.9.6	津田 紀生 山田 諄
15	高圧Arガス中に生成したXeClレーザプラズマの温度 電気関係学会東海支部連合大会講演論文集1997.9.30	津田 紀生 山田 諄
16	XeClレーザにより高圧ガス中に生成したArプラズマの温度 日本物理学会秋の分科会 1997.10.5	津田 紀生 山田 諄
17	Property of High-pressure and High-density Plasma Produced by Laser 第15回プラズマプロセッシング研究会 1998.1.22	津田 紀生 山田 諄
18	XeClレーザにより高圧ガス中に生成したArプラズマの形状 日本物理学会年会 1998.4.1	津田 紀生 山田 諄

19	エキシマレーザーによって生成した高圧Arプラズマの前方成長の様子 「プラズマエレクトロニクス」若手セミナー 1997.8.7	津田紀生 山田諄
20	高気圧レーザープラズマの前方成長メカニズム 電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 1998.9.22	津田紀生 山田諄
21	XeClレーザーにより生成した高圧Arプラズマの前方成長の計算 日本物理学会秋の分科会 1998.9.25	津田紀生 山田諄
22	XeClレーザーにより高圧アルゴンガス中に生成したプラズマの特性 レーザー学会年会 1999.1.29	津田紀生 山田諄
23	XeClレーザーにより生成した高圧Arプラズマの物性 日本物理学会年会 1999.3.28	津田紀生 山田諄

## その他の研究業績

学術論文 3件

研究報告(紀要等) 6件

口頭発表(国内学会、研究会等) 25件