

東京大学 大学院工学系研究科
航空宇宙工学専攻

2019 年度

修士論文

レーザー支持爆轟波における爆風波変換効率と
ユゴニオ関係の実験的検証

2020 年 2 月 3 日 提出
指導教員： 小紫 公也

37186314 神田 圭介

目次

図表目次	
記号一覧	
図表目次	3
記号一覧	5
第1章 研究背景・研究目的	7
1.1 レーザー推進	7
1.1.1 概要	7
1.1.2 空気吸込み式 RP レーザー推進の概要	7
1.2 レーザー支持デトネーション (LSD)	12
1.2.1 概要	12
1.2.2 進展速度と推力の関係	13
1.2.3 レーザー支持デトネーションに関する先行研究	16
1.3 研究目的	21
第2章 実験装置・実験手法	23
2.1 TEA-CO ₂ レーザー	23
2.2 レーザー集光光学系	27
2.3 周辺機器	31
2.4 LSD 中の電子数密度 1 次元分布測定実験	33
2.4.1 分光光学系	33
2.5 LSD の爆風波変換効率の測定実験	43
2.5.1 シュリーレン光学系	43
2.5.2 爆風波変換効率の計算手法	44
第3章 実験結果	47
3.1 希ガス雰囲気中での電子数密度測定結果	47
3.1.1 ヘリウム雰囲気	47
3.1.2 アルゴン雰囲気	50
3.2 爆風波変換効率の測定結果	52
3.2.1 ヘリウムでの測定結果	52
3.2.2 空気での測定結果	58

第4章 考察	65
4.1 電子数密度に関する考察	65
4.1.1 レーザー吸収長	65
4.1.2 電離に使われるエネルギー割合	66
4.1.3 電子数密度分布の数値計算との比較	67
4.2 爆風波変換効率に関する考察	68
4.2.1 爆風波変換効率を考慮したユゴニオ解析	68
4.2.2 チューブ内での爆風波変換効率に関して	69
4.3 ユゴニオ解析と横方向のエネルギー流れ	70
4.3.1 ヘリウム雰囲気での閉じ込めと termination 条件	70
4.3.2 横方向へのエネルギー流れを考慮したユゴニオ解析	71
結論	73
参考文献	74
謝辞	78
Appendix A Saha の式の解法に関して	82
Appendix B Hugoniot 解析の簡単な数値的解法とコード	84
Appendix C 高速度カメラ Ultra8 の使い方	87
Appendix D 分光器と istar-sCMOS カメラの使い方	94

図表目次

図 1 空気吸込み式 RP レーザー推進の概念図	7
図 2 空気吸込み式 RP レーザー推進のエンジンサイクル	8
図 3 RP レーザー推進の 3 モード	10
図 4 LSD と LSC の図	12
図 5 Overdriven な LSD の圧力分布	13
図 6 化学デトネーションによるパルスデトネーションエンジンの圧力分布	13
図 7 典型的な LSD のユゴニオ解析(Ar 1.0 atm $S = 300 \text{ GW/m}^2$ で CJ の場合)	15
図 8 実験と数値計算の進展速度のレーザー強度依存性の比較(Ar 1.0 atm)	19
図 9 実験と数値計算の進展速度のレーザー強度依存性の比較(He 1.0 atm)	20
図 10 He 1.0 atm, レーザー強度 $S=600 \text{ GW/m}^2$ におけるユゴニオ解析	21
図 11 TEA-CO ₂ レーザーの外観	23
図 12 TEA-CO ₂ レーザーの内部構造	24
図 13 レーザーパワーの時間履歴	24
図 14 パワーメーターの外観	25
図 15 ジュールメーターの外観	26
図 16 TEA-CO ₂ レーザー集光光学系の概念図	27
図 17 焦点における Gaussian 方向のレーザー強度の空間分布	29
図 18 焦点における Top-Hat 方向のレーザー強度の空間分布	30
図 19 真空チャンバーの ZnSe 窓	31
図 20 電子数密度 1 次元分布測定のための分光光学系	34
図 21 ツェルニターナ分光器と二次元カメラの外観	34
図 22 2 次元カメラ(iStar-sCMOS)の外観	35
図 23 プラズマの撮影画像によるプラズマ幅の算出方法	42
図 24 衝撃波可視化に使用したシュリーレン光学系	43
図 25 レーザーエネルギーの分配と種々の変換効率	44
図 26 He 1.0 atm, 607 GW/m^2 における電子数密度の 1 次元分布	47

図 27 He 1.0 atm における最大電子数密度のレーザー強度依存性.....	48
図 28 再吸収を考慮する前後の電子数密度分布	49
図 29 Ar 0.2 atm, 336 GW/m ² における電子数密度の 1 次元分布	50
図 30 Ar 0.2 atm における最大電子数密度のレーザー強度依存性.....	51
図 31 He 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の進展の様子	52
図 32 He 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の進展の様子	52
図 33 He 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の時間変位	53
図 34 He 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の時間変位	54
図 35 He 1.0 atm(自由空間)での g の時間依存性	55
図 36 He 1.0 atm(チューブ内)での g の時間依存性	56
図 37 He 1.0 atm(自由空間)での termination(右: 750 ns 左: 500 ns)	57
図 38 He 1.0 atm(チューブ)での termination(右: 2890 ns 左: 2540 ns)	57
図 39 Air 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の進展の様子	58
図 40 Air 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の進展の様子	58
図 41 Air 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の時間変位	59
図 42 Air 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の時間変位	60
図 43 Air 1.0 atm(自由空間)での g の時間依存性	61
図 44 Air 1.0 atm(チューブ内)での g の時間依存性	62
図 45 Air 1.0 atm(自由空間)での termination(右: 2500 ns 左: 3000 ns)....	63
図 46 Air 1.0 atm(チューブ)での termination(右: 2280 ns 左: 2980ns).....	63
図 47 He 1.0 atm に置いて電離に使われる吸収レーザーエネルギーの割合	66
図 48 He 1.0 atm S=600 GW/m ² で電子数密度分布の比較(実験は 607 GW/m ²).....	67
図 49 爆風波変換効率を考慮したユゴニオ解析(He 1.0 atm S=600 GW/m ²)	68
図 50 He 1.0 atm における termination 条件の変化(右: 2440 ns, 左: 1020 ns)	70
図 51 97%のエネルギーが横方向に流れるとした場合の He 1.0 atm 600 GW/m ² でのユゴニオ解析	71
図 52 85%のエネルギーが横方向に流れるとした場合の空気 1.0 atm, 200 GW/m ² でのユゴニオ解析	72

記号一覧

e : 電荷素量 [C]

k : ボルツマン定数 [J/K]

c : 光速 [m/s]

m_e : 電子の重さ [kg]

ϵ_0 : 真空の誘電率

h : プランク定数 [Js/m]

$u_{1(2)}$: 波面前(後)の流速 (波面静止系)

$\rho_{1(2)}$: 波面前(後)の密度 (波面静止系)

$v_{1(2)}$: 波面前(後)の比体積 (波面静止系)

$p_{1(2)}$: 波面前(後)の圧力 (波面静止系)

$h_{1(2)}$: 波面前(後)の比エンタルピー (波面静止系)

$\gamma_{1(2)}$: 波面前(後)の比熱比 (波面静止系)

Q : 波面前後での加熱量 [J/kg]

S : レーザー強度 [W/m²]

$W(z)$: ビーム径(レーザー軸方向位置 z に依存) [m]

W_0 : ビームウェスト [m]

M^2 : レーザー集光特性

λ : レーザー波長 [m]

f : 集光ミラーの焦点距離

d_{out} : レーザー射出口でのビーム径

n_e : 電子数密度 [m⁻³]

n_i : イオン数密度 [m⁻³]

T_e : 電子温度 [K]

Γ : Foigt 関数のローレンツ成分の半値半幅 [nm]

$W(T_e)$: 基準電子数密度でのシュタルク [nm]

SA : 再吸収係数

k : 再吸収の吸収長さ [m]

l : 光路長 [m]

λ_{ij} : スペクトル波長 [nm]

f_{ij} : 調和振動子の振動数

g_i :スペクトルの遷移の下準位の統計重率
 $E_{i(j)}$:スペクトルの遷移の下(上)準位の軌道エネルギー [J]
 $U(T_e)$: 分配関数
 E_{Laser} : レーザーの 1 パルスのエネルギー
 E_{LSD} : LSD 中に吸収されるレーザーエネルギー
 $E_{Blastwave}$: 衝撃波の生成に必要なエネルギー
 ξ : 比熱比と進展の形状(球, 平面など)に依存する定数
 $R_{y(x)}$: レーザー軸方向と平行(垂直)な進展距離
 D : 衝撃波の伝播速度
 A_{tube} : チューブの断面積($5.8 * 5.2 \text{ mm}^2$)
 k_{IB} : 逆制動放射の吸収係数 [m^{-1}]
 σ_{IB} : 逆制動放射吸収の起きるクーロン衝突断面積 [m^{-1}]

第1章 研究背景・研究目的

1.1 レーザー推進

1.1.1 概要

近年、小型衛星の打ち上げ回数が増加しており、今後その打ち上げ回数はますます増えると見込まれている[1]。また、宇宙太陽光発電のような大量の物資を宇宙に運ぶ必要のあるミッションなどが計画されている。このような需要から、現状のロケットに比べて安価、かつ頻繁に打ち上げが可能な宇宙輸送の手段が必要となる。そのような需要に応える輸送手段の一つとして、レーザー推進が期待されている。

レーザー推進とは、レーザーをエネルギー源として利用する推進システムのことであり、様々なものが提案されている。レーザー推進は使用されるレーザーによって、CW(Continuous Wave)レーザー推進と RP(Repetitive Pulse)レーザー推進に分けることができる[2]。RP レーザー推進にもアブレーションを利用する方式もあるが、本研究では大気吸込み式の RP レーザー推進に着目する。

1.1.2 空気吸込み式 RP レーザー推進の概要

大気吸込み式の RP レーザー推進の概念図を図 1 に示す。図 1 のように、地上のレーザー発進施設からレーザーを機体に向かって照射し、空気の爆発を通してそのエネルギーを推力に変換することで物資を宇宙に輸送することができる。

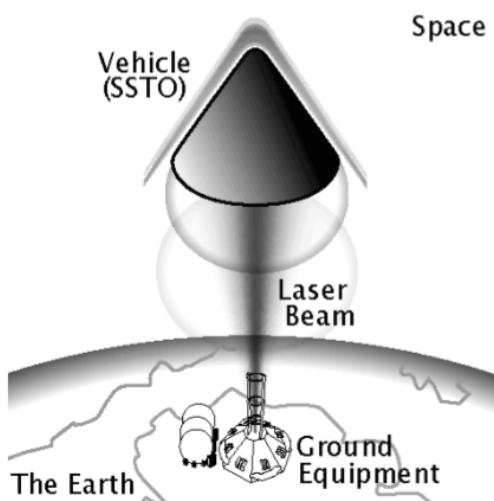


図 1 空気吸込み式 RP レーザー推進の概念図

レーザーエネルギーは図 2 に示すようなエンジンサイクルによって推力に変換される。 (1)-(4)の過程を繰り返し行うことでパルスレーザーを用いて継続的に推力を得る。

(1) レーザー集光及び絶縁破壊

地上から機体にむかって照射されたレーザーは機体内に設置されたミラーなどにより、高い強度まで集光される。機体内に存在する空気は高い電場強度により、自発的に絶縁破壊し、集光点でプラズマが生成される。

(2) レーザー吸収と爆轟波の生成

集光点でついたプラズマ内の電子は逆制動放射によって効率良くレーザーエネルギーを吸収する。電子のエネルギーは衝突を介して重粒子にも伝わり、衝撃波を生成する。衝撃波圧縮された高圧な機体内の空気は機体の内壁を押し、推力を生成する。

(3) 爆轟波の排出及び膨張波進展

衝撃波はプラズマの電離波面とともにレーザー発振源にむかって伝播し、機体の開口端から排出される。衝撃波は開口端で反射され、膨張波となる。

(4) 膨張波による減圧と吸気

膨張波は開口端から機体の推力壁にむかって進展し、機体内は外気と比べて低い圧力となり、リード弁などを通して自動的に吸気が行われる。吸気が行われた機体内はレーザーの発振によってまた過程(1)に移行する。

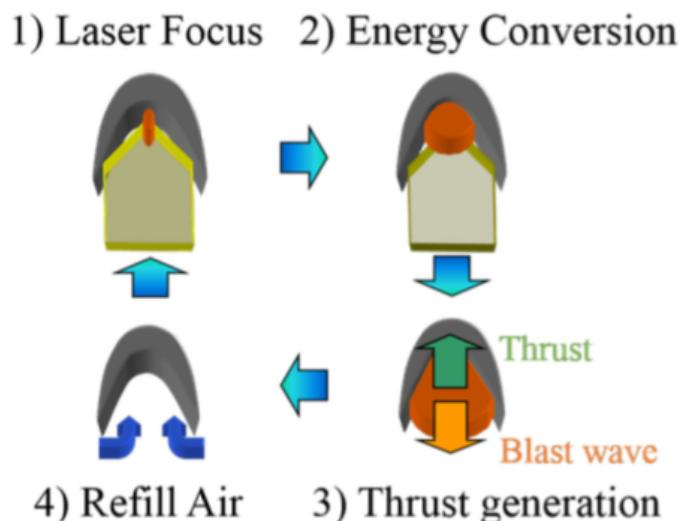


図 2 空気吸込み式 RP レーザー推進のエンジンサイクル

このようなサイクルを用いる空気吸込み式 RP レーザー推進のメリットとしては以下の 3 点が挙げられる。

(1)高ペイロード比

大気の存在する範囲では空気を推進剤とするため、機体に推進剤を搭載する必要がない。大気の存在しない領域では機体に搭載された推進剤を排出することで上述したエンジンサイクルと同様に推力を発生させることができる。このように、輸送過程の初期には推進剤を必要としないため、機体の初期重量は軽く、高いペイロード比を実現できる。

(2)簡素な機体構造

上述のエンジンサイクルからも分かる通り、大気吸込み式の RP レーザー推進は液体ロケットに必須のターボポンプなどを必要としない。ターボポンプなどの複雑な構造を必要としないため、機体の製作費用が低い。また、機体構造が簡素であるため、構造効率が高く、ペイロード比の向上にもつながる。

(3)再利用性の高さ

大気吸込み式の RP レーザー推進では、機体の費用は低いため、最も高価なものは地上に設置されたレーザー施設となる。レーザーは地上に設置してあるため、修理が可能で、再利用性の高いシステムとなる。

このようなメリットから、RP レーザー推進は使用回数に応じて打ち上げ重量あたりのコストが下がると考えられており、使用回数が 3300 回を超えると現状のロケットよりも安く打ち上げできると試算されている[3]。

また、大出力レーザーよりも安価に製作が可能となったジャロトロンを用いてミリ波やマイクロ波で同様のシステムも提案されている[2]。しかし、マイクロ波はレーザーよりも直進性が低いため、到達可能高度も低いというデメリットがある。このため、マイクロ波を利用した輸送システムでは 2 段目にロケットなどを用いる必要がある。一方、レーザーを用いる場合には図 3 に示した三つのモードを高度によって使い分ければ、レーザー推進のみで宇宙に到達できる。まず、地上付近では大気が推力を発生するのに十分な密度で存在するため、サイクルごとに推進器後方から吸気が可能である(Pulse-Mode)。大気の薄い領域でも推進器が高いマッハ数で移動していれば、機体前面の空気のラム圧縮により、推力を十分出せる密度が実現される(Ramjet-Mode)。そして大気のない領域では推進器に搭載した推進剤を加熱することで推力を得る(Rocket-Mode)。

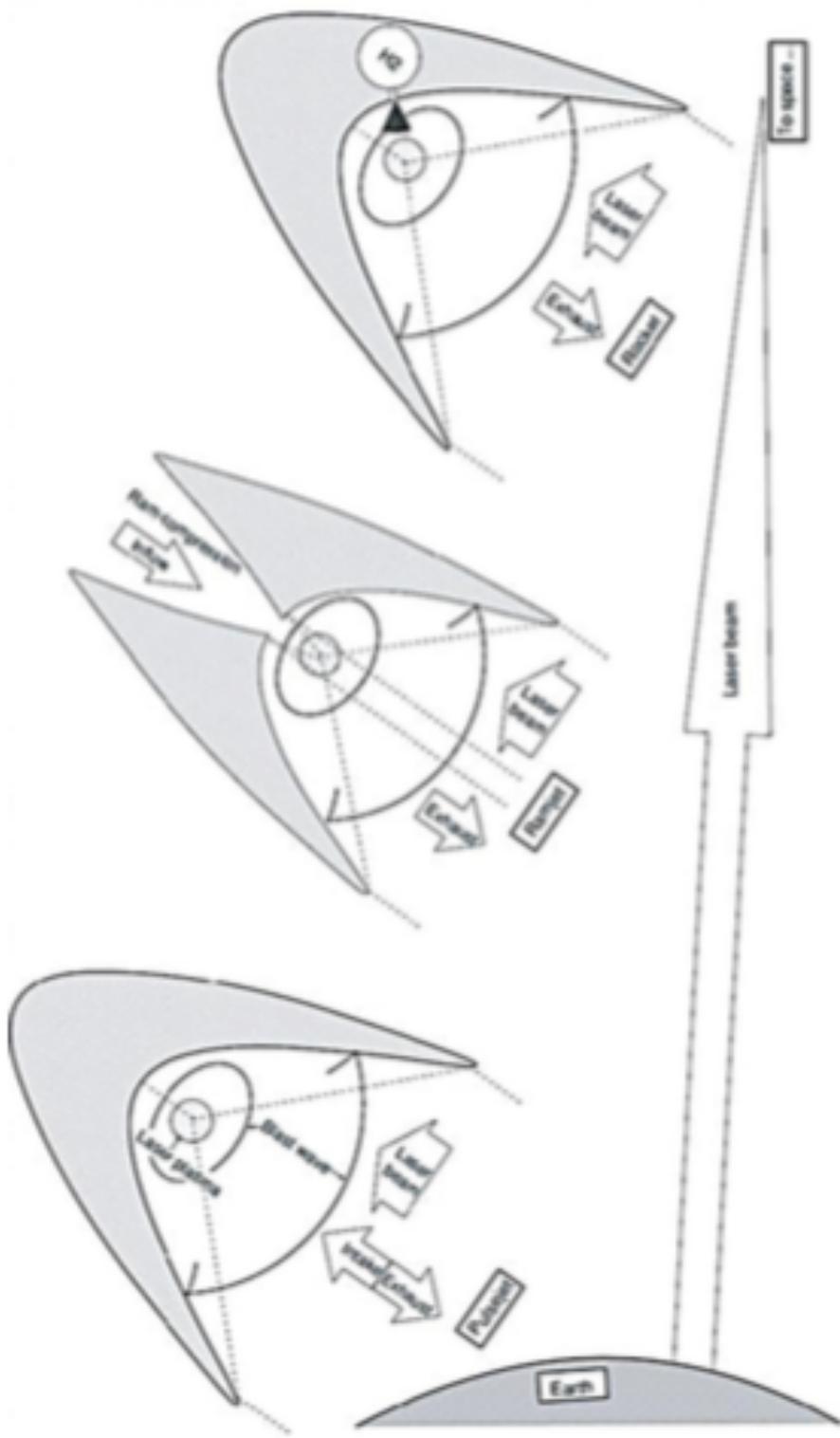


図 3 RP レーザー推進の 3 モード

1.1.3 レーザー推進に関する先行研究

宇宙輸送のためのレーザー推進は Kantorowitz によって 1972 年に提案されたものが初めてである[4]。それと同時期に Raizer らによるレーザーの推力への変換過程の研究が行われた[5]。その後、金属平板にレーザーを照射してプラズマを生成させる基礎研究が行われた[6],[7]。Kantrovitz による研究は固体推進剤をレーザーアブレーションによって加熱して推力を得る方式に関するものであった。しかし、高いペイロード比が実現できることから、現在では大気吸い込み式の推進器に関する研究が盛に行われている。

大気吸い込み式のレーザー推進の主な研究例としては Myrabo らによる Lightcraft の研究開発[8]や Rezunkov らによるレーザー推進器(Aerospace Laser Propulsion Engine)の開発[9]などがあげられる。Lightcraft は 2000 年に 50 g の機体を 10 kW 級の CO₂ レーザーを用いて 72 m の高さまで打ち上げることに成功している。これは機体軸を安定させるために形状を工夫し、さらに回転を加えたことによる成果である。また、国内では東北大学で LITA (Laser In-Tube Accelerator)のインパルス測定や数値計算の研究がされている[10],[11]。機体の姿勢を安定させる新しい方法として、森らが提案しているドーナツ型のビームを用いることなども検討されている[12]。

このように、レーザー推進は様々な実験や数値計算による研究が行われている。個々の推進器の性能指標として、レーザーパルスのエネルギー E_L と 1 パルスあたりのインパルス I の比である $C_m (=I/E_L)$ が用いられる。レーザーの照射条件や機体形状を変えて C_m の測定は行われているが、最適化されたものは依然としてない。これは、レーザーエネルギーが推力に変換される過程が解明されていないためである。

1.2 レーザー支持デトネーション (LSD)

1.2.1 概要

レーザーエネルギーが推力に変換される過程(図 2 の(2),(3))においては、プラズマの電離波面と衝撃波がともにレーザー源に向かって伝播する。この現象が、加熱帯と衝撃波がともに伝播する化学デトネーションと似ていることから、レーザー支持デトネーション(Laser Supported detonation: LSD)と呼ばれている。

LSD ではプラズマは定積的に加熱されるため、圧力が上昇する。レーザー推進器はレーザー加熱による昇圧で推力を得るため、LSD 中は効率的にレーザーエネルギーが推力に変換される。一方、レーザー強度が 10^6 W/cm^2 以下の領域においては LSD ではなく、レーザー支持燃焼(Laser sustained combustion: LSC)と呼ばれる現象が起きる[15]。LSC においてはプラズマの電離波面と衝撃波は離れて進展し、プラズマは等圧的に加熱される。

のことから、レーザー推進器の推力を高めるには、LSD から LSC に移行しにくい状況を作る必要がある。また、次節で述べるように、推力は推進器内のプラズマがどの程度の加熱率で LSD によって加熱されるかによるため、レーザー強度と進展速度の関係も推力の推定に必要である。

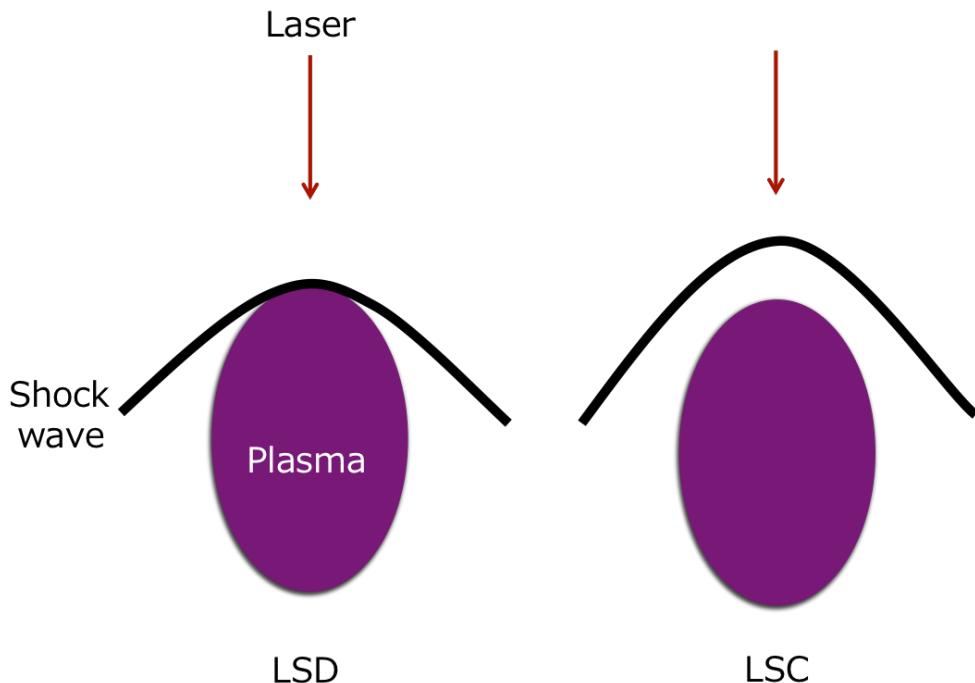


図 4 LSD と LSC の図

1.2.2 進展速度と推力の関係

レーザー推進器における推力は以下の図に示すような圧力分布での状態③の圧力(壁面圧力)に比例する。比較のため、化学デトネーションを用いるパルスデトネーションエンジン(PDE)の圧力分布も示す。

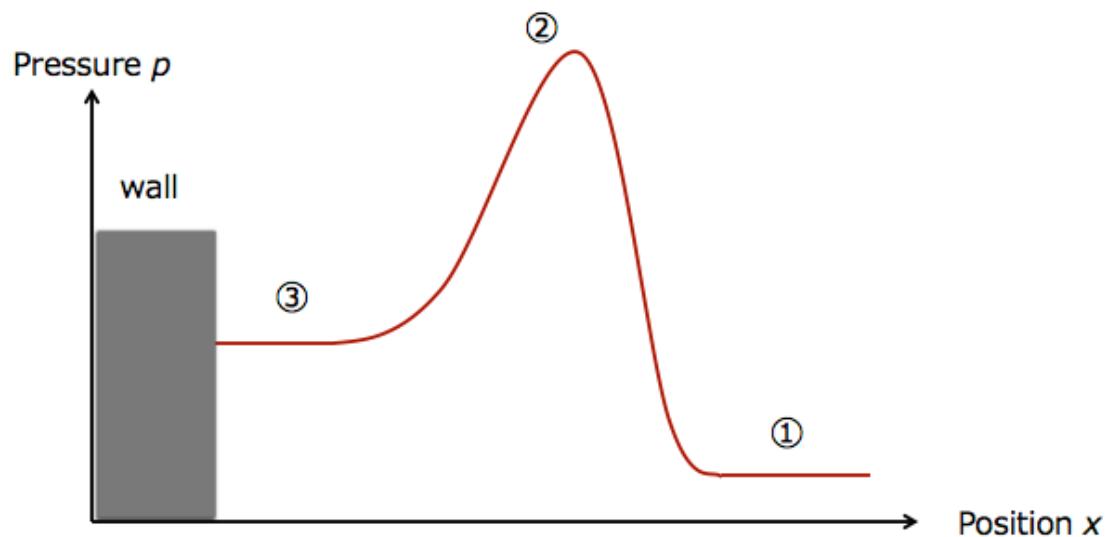


図 5 Overdriven な LSD の圧力分布

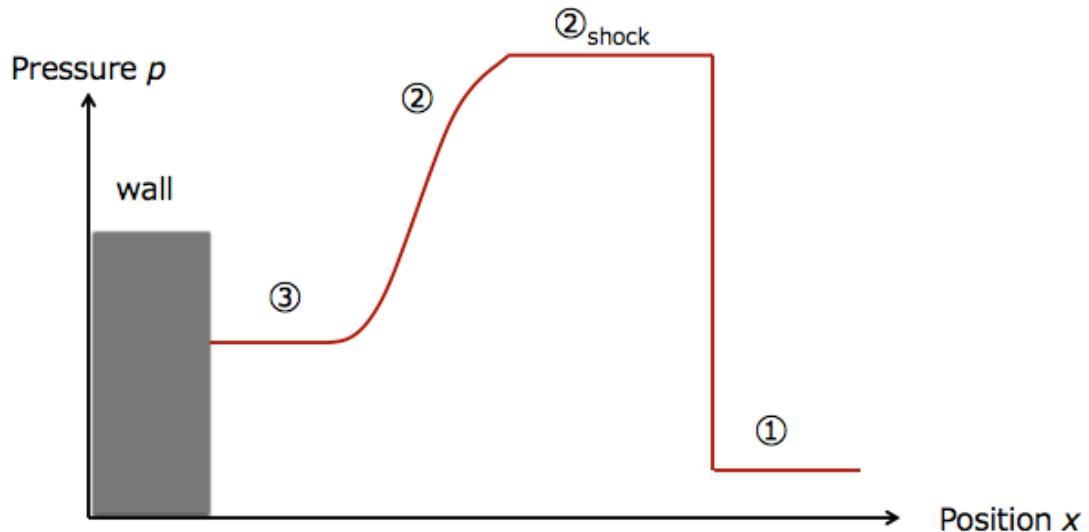


図 6 化学デトネーションによるパルスデトネーションエンジンの圧力分布

状態②から状態③の間では気体は断熱膨張して壁面の圧力が決まる。そのため、推力は②の状態と熱力学的な関係式からもとまる。状態②での圧力や流速はLSD波面の静止系では以下の3式によって記述できるユゴニオ関係で決まる。

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad \dots (1-1)$$

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2 \quad \dots (1-2)$$

$$\frac{1}{2} u_1^2 + h_1 + Q = \frac{1}{2} u_2^2 + h_2 \quad \dots (1-3)$$

$$Q = \frac{S}{\rho_1 u_1} \quad \dots (1-4)$$

式(1)-(3)はそれぞれ LSD 波面前後での質量、運動量、エネルギーの保存式である。この考え方は基本的に LSD も化学デトネーションも同様であるが、(3)式の加熱量 Q の項がレーザー強度 S と進展速度 u_1 によって決まる点が LSD の特徴である(化学デトネーションなら加熱項 Q はガス種によって決まる定数)。

②の状態量を計算する場合に利用されるなユゴニオ解析と呼ばれる考え方について述べる。ユゴニオ解析とは上の三式を変形し、図 7 に示すような p-v 線図上に表すことである。(1)と(2)は(5)のように変形でき、(3),(5)式は(6)のように変形できる。

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\rho_1 u_1^2}{p_1} \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right) \quad \dots (1-5)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} - \frac{v_2}{v_1} + \frac{2Q}{p_1 v_1} \quad \dots (1-6)$$

(5)式は p-v 線図上ではレーリー線と呼ばれる直線であり、式から分かる通り、進展速度によって傾きが決まる。(6)式はユゴニオ線と呼ばれる曲線であり、この曲線は主に LSD 波面での加熱率 S/u_1 によって決まる。LSD におけるユゴニオ線は加熱率が進展速度に依存するため、化学デトネーションにおけるユゴニオ線とは異なる形状をしている。(5)(6)を満たす点は(1)-(3)の解となるため、ユゴニオ線とレーリー線の交点がデトネーションの解(状態②)となる。

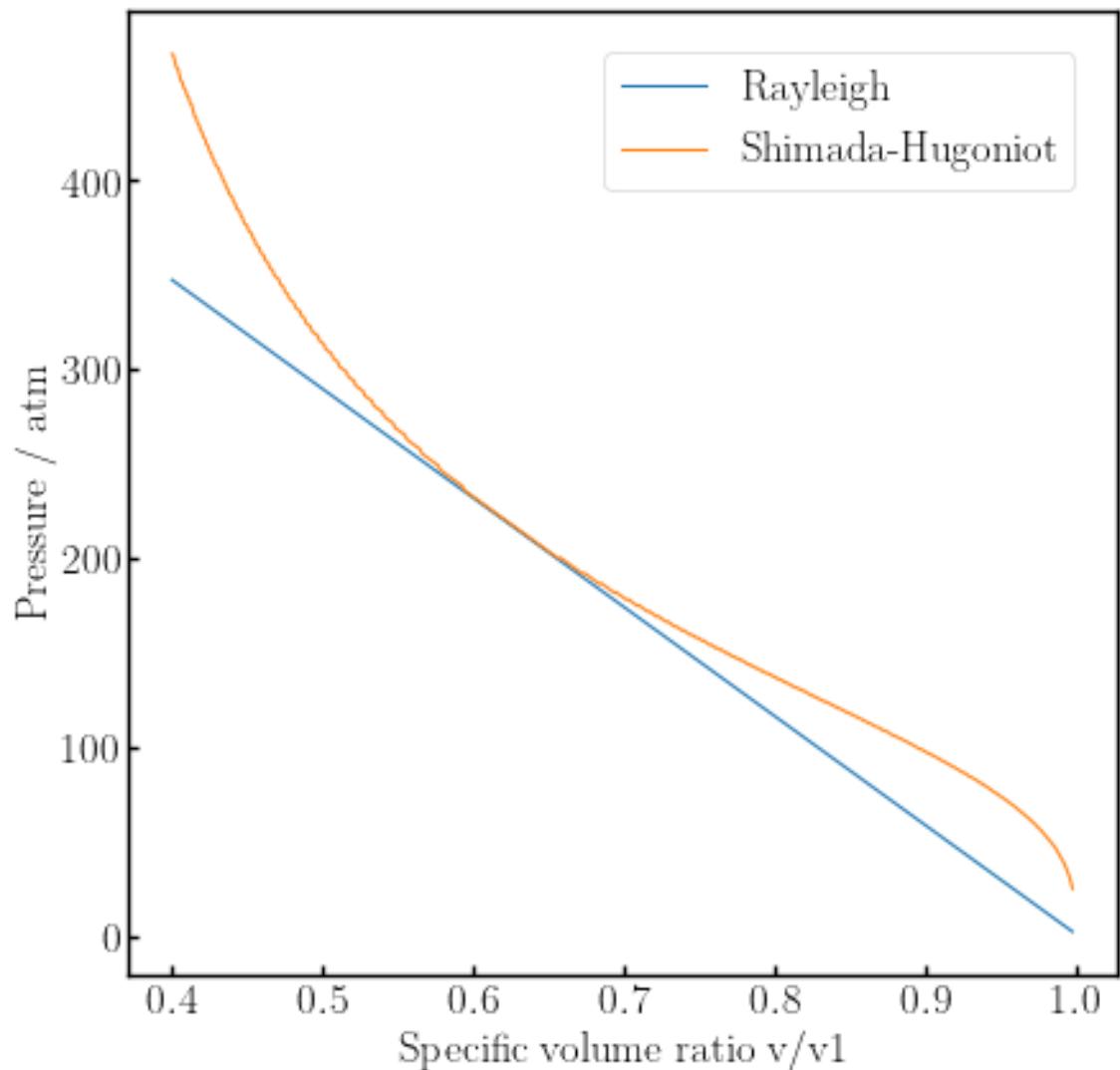


図 7 典型的な LSD のユゴニオ解析(Ar 1.0 atm $S = 300 \text{ GW/m}^2$ で CJ の場合)

上で述べたように、レーザー推進器の推力はユゴニオ解析によって見積もることができるが、これには各レーザー強度での進展速度を知る必要性がある。自走する化学デトネーションの進展速度はレーリー線とユゴニオ線が接するような速度(Chapman-Jouget: CJ 速度)となることが知られている。CJ 条件においてはレーリー線の傾きの絶対値が最小となるため、与えられた加熱量によって実現されるデトネーションの中で最小の速度で伝播する。LSD 波面の進展速度を正確に記述できる物理モデルは確立されておらず、現在研究が行われている。LSD の場合には CJ 速度よりも速いデトネーションの場合には二つの解のうち、弱いデトネーションの解(右下の解)となる[5]。

1.2.3 レーザー支持デトネーションに関する先行研究

前述のように、レーザー推進器の推力を上げるために LSD から LSC への遷移を抑える事が重要である。また、推力の見積もりには各レーザー強度での進展速度が重要である。このため、LSD-LSC の遷移条件や LSD の進展速度に関する研究が盛んに行われている。また、近年では数値計算によって進展速度を決定するメカニズムを明らかにすることを目的とした研究も行われている。

進展速度とモデルの比較

レーザーを集光することにより、レーザー源に向かってプラズマが進展する現象は 1964 年に Ramsden らによって発見され、その進展速度は Chapman-Jouguet 条件(CJ 条件)によって決まる提案した[13][14]。その翌年、Raizer らは前述したユゴニオ解析と CJ 条件から進展速度速度を決定するモデルを提案した(Laser Supported Detonation Wave)[5]。この際、デトネーションの波面は ZND 構造(衝撃波加熱をきっかけに電離が進行し、レーザーを吸収できるようになる波面構造)が仮定されている。CJ 条件のもとでは LSD 波面の進展速度は以下のように記述され、進展速度はレーザー強度の $1/3$ 乗に比例する。

$$U_{Cj} = \left[2(\gamma^2 - 1) \frac{S}{\rho_0} \right]^{1/3}$$

1974 年には Maher らが CO_2 パルスレーザーを用いて得た実験結果と Laser Supported Detonation Wave モデルから得られる理論値の比較を行った[15]。この比較では値は良い一致を示すが、進展速度のレーザー強度に対する依存性が理論と一致しないことが示された。

1978 年には Boiko らがアルゴンやキセノン大気下での実験を行い、進展速度がレーザー強度の 2.2 乗に比例する、というモデルと大きく異なる結果を得た[16]。

これを受け、Fisher らは新たに Fast Ionization Wave と呼ばれるメカニズムを提案した[17]。このメカニズムでは、[5]で提案された Laser Supported Radiation Wave と同様にプラズマの前面で光電離が起き、それによって発生した電子がレーザーエネルギーを吸収し、衝突による雪崩電離を引き起こすと考えられる。Fisher らはこのメカニズムを実験結果と比較検討した[18]。電離波面の前面にできる種電子によって引き起こされる電子雪崩が電離波面を進展させるというこのメカニズムにおいては種電子の生成メカニズムが進展速度に大きく関わる。光電離

による種電子のほか、電子の自由拡散によってプラズマ前面に種電子が生成される可能性もある。

2000 年には Chen らが Nd:YAG レーザーによる実験結果と Laser Supported Radiation Wave の 1 次元モデルとの比較をしている[19]。

2012 年には嶋村らが Fast Ionization Wave メカニズムに基づく、光電離による種電子の生成を考慮した一次元モデルを提案した[20]。CO₂ および Nd:YAG レーザーによる実験結果と、測定によって得られた電子温度と電子密度の値を利用したモデルによる計算値の比較を行い、良い一致を得ている。2015 年には嶋村らは空気中で LSD 背後の圧力を測定し、それをユゴニオ解析と比較することで LSD は overdriven なでトンーションであると結論づけている[21]。

2016 に松井らによってレーザー径による、進展速度のレーザー強度依存性の変化が明らかにされ[22]、2017 年には島野らによって Shadowgraph を用いて様々なガス種での進展速度の精密な測定が行なわれている[23]。測定の結果から、各ガス種における進展速度のレーザー強度依存性はそれぞれ異なり、さらには 1/3 乗からもずれていることが示された。特に、ヘリウムは 1/3 乗から大きくずれており、レーザー強度から決まる CJ 速度よりも低い速度で伝播している。CJ 速度よりも遅いデトネーションは存在しないため、何らかのエネルギー損失によって実際の加熱率が低くなっていることを示唆している。

LSD-LSC の遷移条件

2002 年の森らにより、レーザー集光系の LSD 終了条件への影響[24]や、点源爆発相似解を用いた解析による周囲圧力による依存性が検討された[25]。

また、2008 年には牛尾らが LSD の閉じ込めによる LSD 終了条件への影響を検討した[26]。

数値計算と実験結果の比較

近年では数値計算によって LSD 進展のメカニズムを明らかにしようとする研究も行われている。葛山らは様々なガス種における 1 次元計算によって光電離による進展速度への影響を調べており、影響は小さいと結論づけている[27]。さらに計算から、レーザー吸収帯と衝撃波が離れつつも一緒に進む不完全な LSD の存在を指摘している[28]。また、白石らは 1 次元の条件で定常なレーザー強度を照射した場合の計算と非定常なレーザー強度を照射した場合の計算を比較する

ことで、実験では避けられないレーザーの非定常性の影響を調べている[29]。比較の結果、低強度のアルゴン雰囲気では LSD の進展速度は変わらないが、LSD-LSC の遷移点が変わることを示した。大西らは東北大で研究開発された LITA[12]を再現するような 2 次元計算を行っている。この際にプラズマの非平衡性を考慮するため、一般に用いられる局所熱平衡(LTE)の仮定ではなく衝突輻射の準定常仮定を用いている点が一つの特徴である。Tube 内の圧力が実験値よりも高く出てしまう従来の計算に輻射冷却の効果を加えることで実験値に近づくことを示した[30]。

これらの計算は基本的に雪崩電離を引き起こす電子が衝撃波によって生成されているため、全て CJ 速度となる(実在気体効果によりレーザー強度の $1/3$ 乗からは少しずれる)。数値計算と実験値を比較すると、以下の図のように Ar,He 雰囲気では数値計算による進展速度が実験値を上回っている。

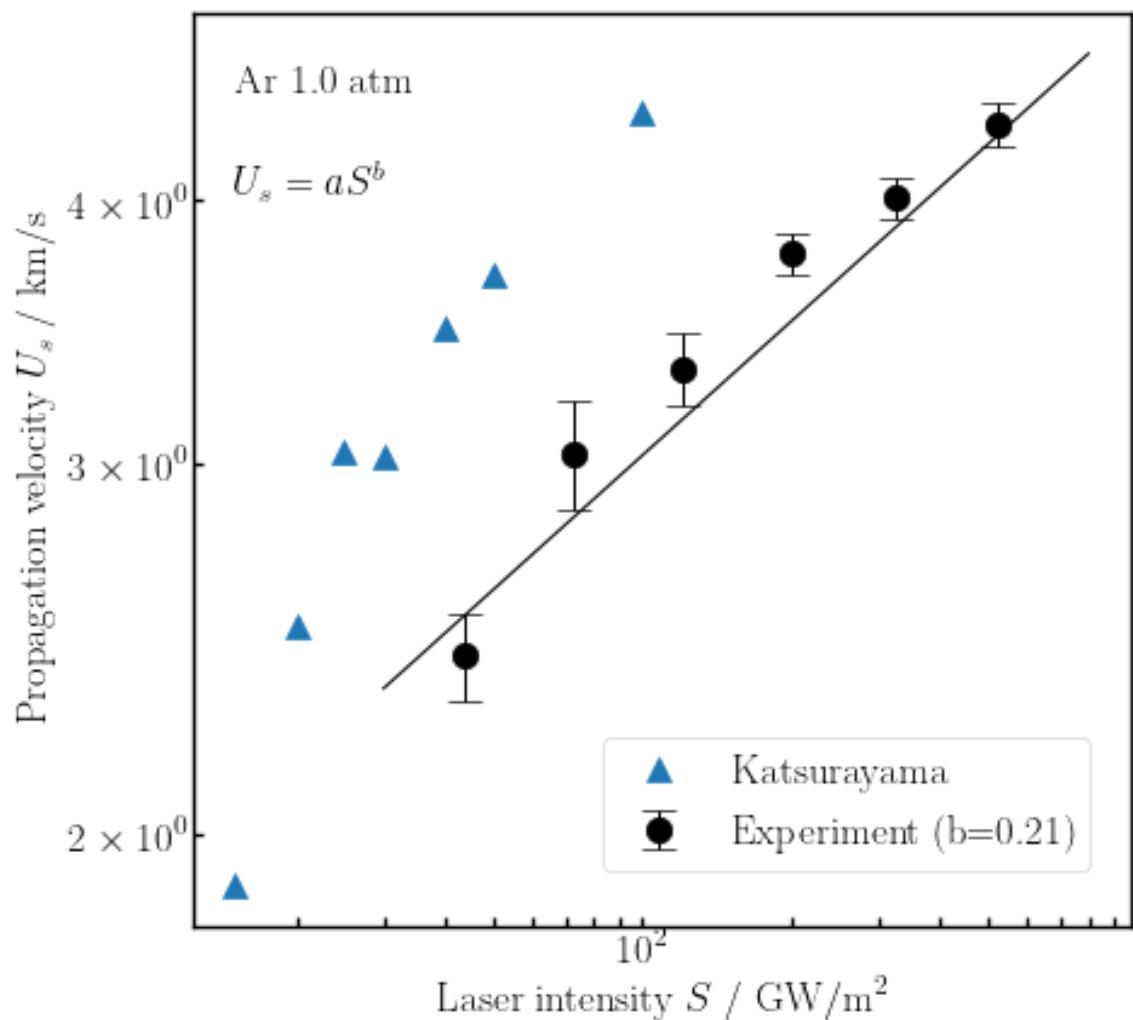


図 8 実験と数値計算の進展速度のレーザー強度依存性の比較(Ar 1.0 atm)

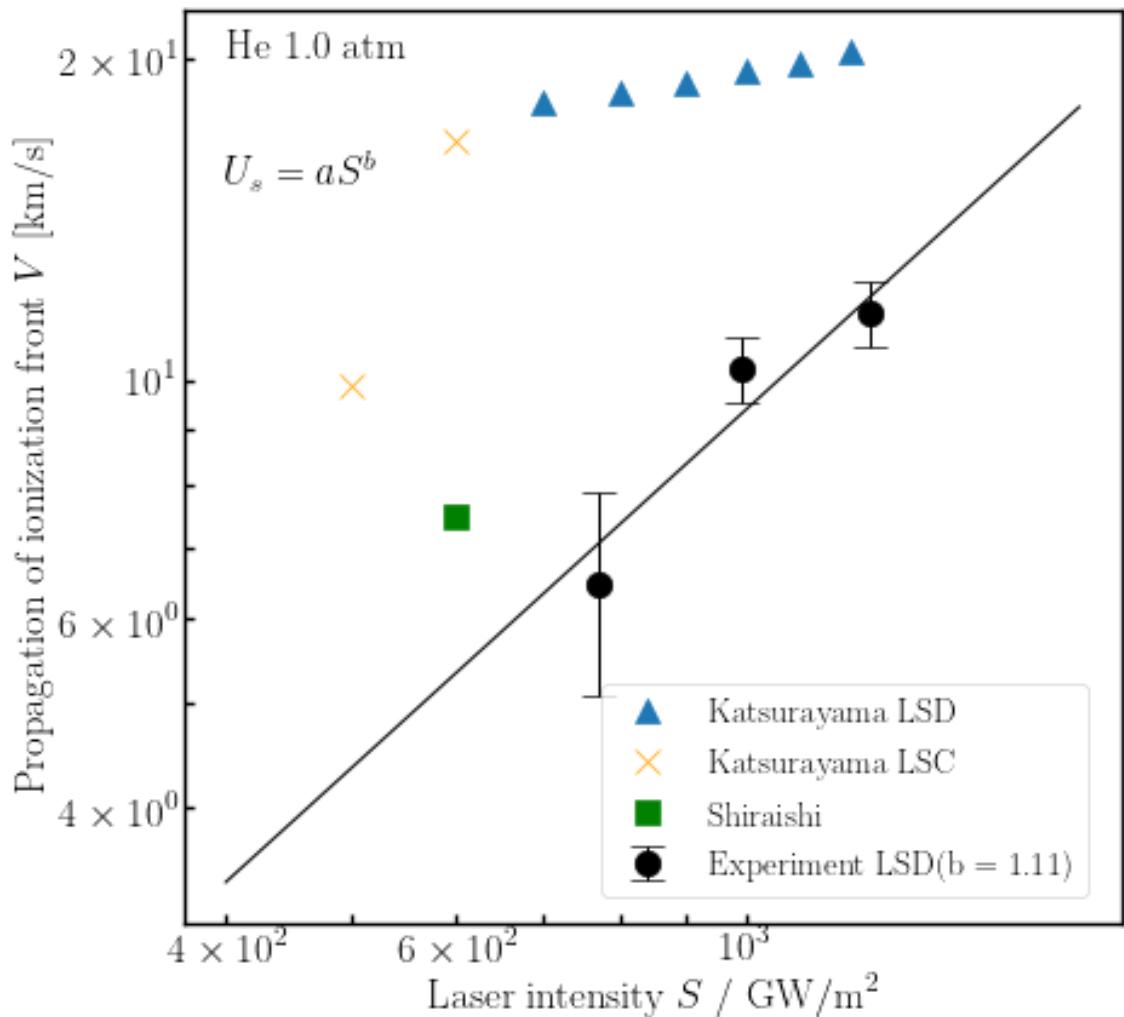


図 9 実験と数値計算の進展速度のレーザー強度依存性の比較(He 1.0 atm)

数値計算による LSD 波面は衝撃波による重粒子の加熱をきっかけに電離が進行しているため、ZND 構造を持っている。このため、数値計算による進展速度は 1 次元のユゴニオ解析を行った場合の CJ 速度と一致する。

実験値が 1 次元の CJ 速度を下回るのは、現実には生じている何らかの損失が計算では考慮されていないことを示唆している。例えばレーザーエネルギーが効率的に吸収されていないことや、1 次元計算では考慮されない横方向へのエンタルピーの流出などが可能性としてあげられる。特に He では数値計算と実験値の差が大きいため、考慮されていない効果を調査する上で重要である。

1.3 研究目的

前述した通り、レーザー推進の推力見積もり、ひいては最適化設計のためにレーザー強度と LSD の進展速度の関係が重要である。しかし、依然として LSD の進展速度を正確に記述するモデルはなく、数値計算では実験値よりも高い速度が計算される。さらに、実験による進展速度は(レーザーエネルギーが全て重粒子の加熱に使われるとした場合)そのレーザー強度における CJ 速度を下回っている。CJ 速度を下回る速度では本来デトネーションの解は存在しないため、CJ 速度を計算する際に必要なエネルギー損失が考慮されていないか、そもそも 1 次元の解析では実験値を再現できない可能性がある(横方向へのエンタルピー流出がある場合など)。

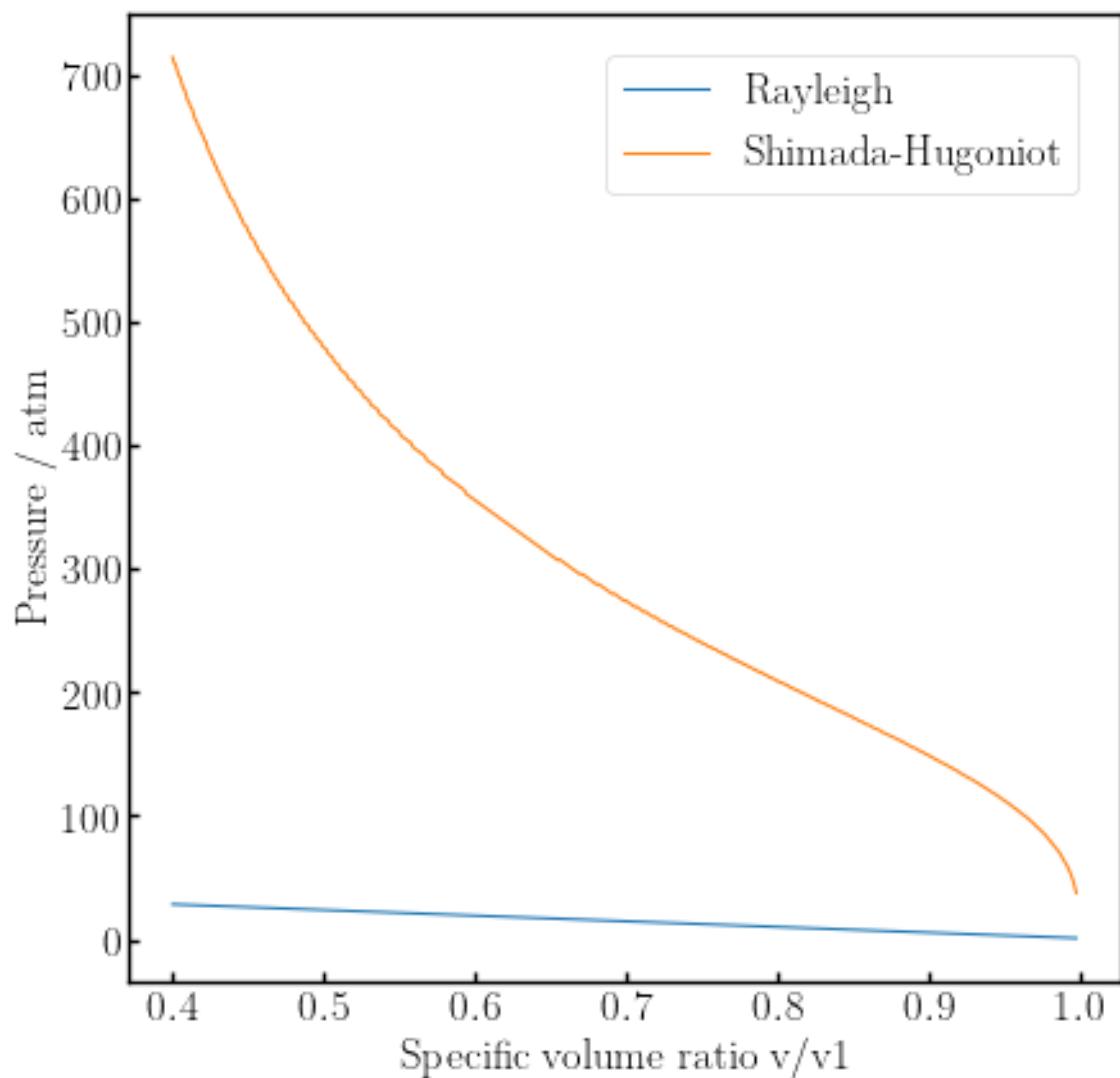


図 10 He 1.0 atm, レーザー強度 $S=600 \text{ GW/m}^2$ におけるユゴニオ解析

通常のユゴニオ解析では考慮されていないエネルギー損失の影響があるのかを、特に数値計算との乖離が大きい He を中心に調査することでモデルの改善につながる。通常のユゴニオ解析で考慮されない(重粒子にとっての)エネルギー損失の要因として、以下の二つがあげられる。

- ・ 電子数密度が低く、レーザーエネルギーが吸収されずにプラズマを透過している。あるいは電子数密度が高く、レーザーが反射されている。
- ・ 吸収されたレーザーエネルギーが電離などに使われ、最終的に重粒子の加熱に利用されるエネルギーが小さい。

そこで、本研究の目的を以下のように定める。

1. 上述したエネルギー損失の有無を実験により調査する。
2. エネルギー損失を考慮したユゴニオ解析を行い、1次元の解析によって実験の LSD 進展速度を記述できるかを検証する。

第2章 実験装置・実験手法

2.1 TEA-CO₂ レーザー

本研究では LSD 現象を発生させるため, Transversley Exited Atmospheric CO₂ レーザー (以下 TEA-CO₂ レーザー) を使用した。使用したレーザーの外観および概念図をそれぞれ図 11、図 12 に示す。またレーザーの諸元は表 1 に示す。レーザーパワーの時間分布は図 13 のような, Gauss 関数型のピークと指数的に減少する関数の足しあわせで表せる。各時刻でのレーザー強度はパワーの時間履歴及び、後述するレーザーパワーの空間分布によって推算された。なお、Gauss 関数型のパワーを示す時間領域は非定常性が高いため、実験はパワーが指数的に減少する時間領域においてのみ行われた。パワーの時間履歴測定に使用したパワーメーターの外観を図 14、諸元を表 2 に示す。

ジユールメーターにより、1 パルスのエネルギーを測定し、その結果(5 回の測定の平均値)レーザーパワーの変化が実験前後で±5% 以下であることを実験ごとに確認した。ジユールメーターの外観図を図 15、諸元を表 3 に示す。



図 11 TEA-CO₂ レーザーの外観

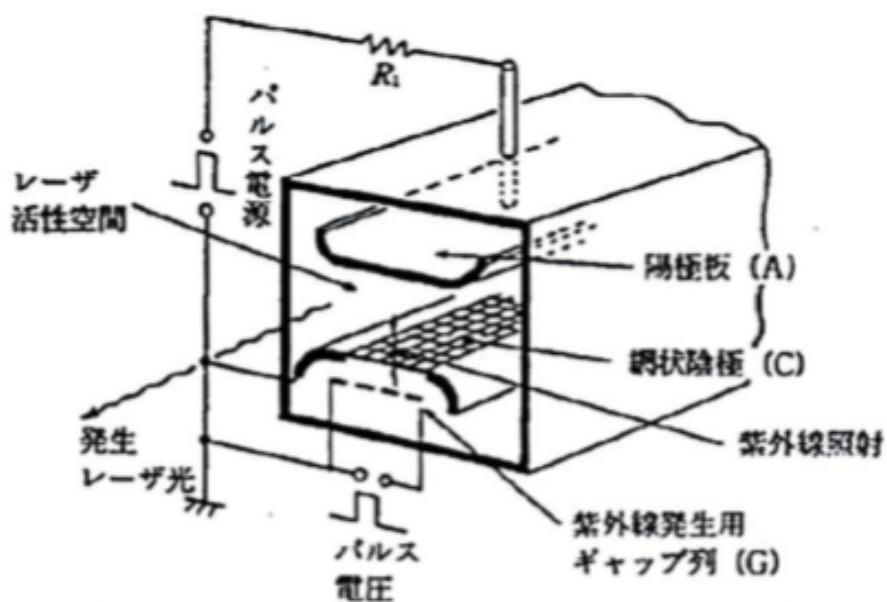


図 12 TEA-CO₂ レーザーの内部構造

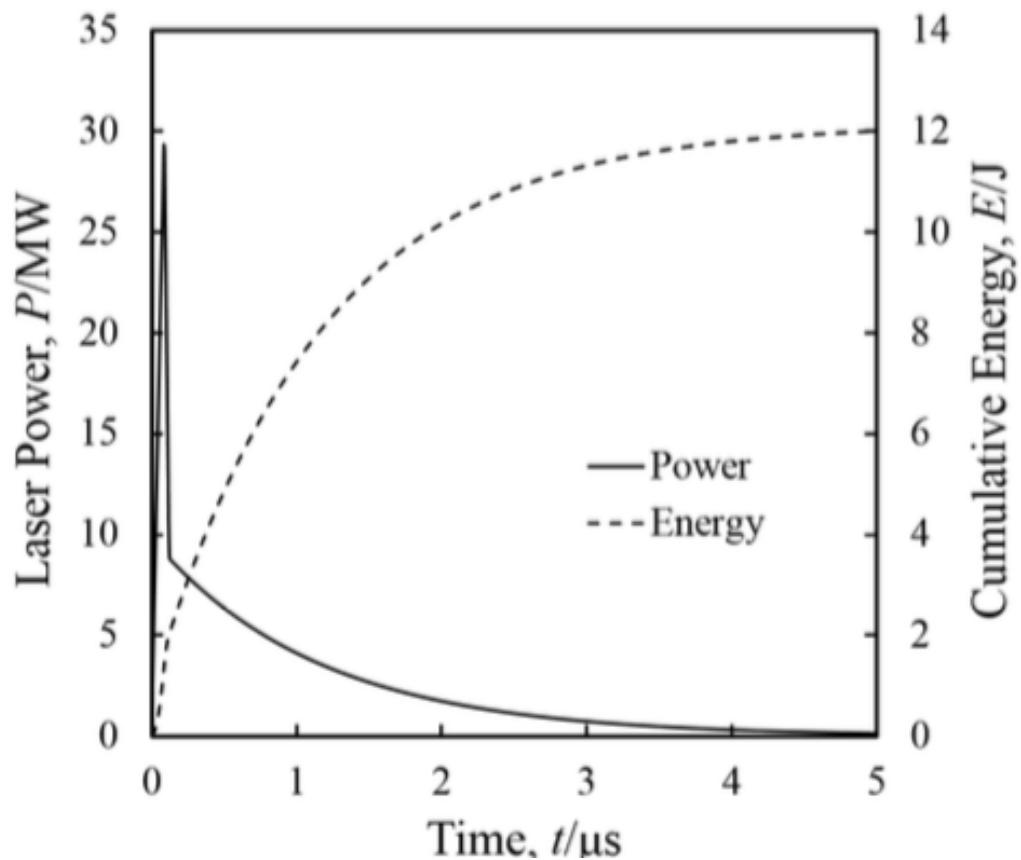


図 13 レーザーパワーの時間履歴

表 1 TEA-CO₂ レーザー諸元

製造元	宇翔
型式	IRL 1021
定格出力	12 J
パルス幅(FWHM)	120±20 ns
封入ガス	He : N ₂ : CO ₂ = 84 : 8 : 8
封入ガス圧力	120 kPa
波長	10.6 μm
ビームサイズ	30 * 30 mm ²
横モード M ²	(M ² _{水平} , M ² _{鉛直}) = (20, 50)

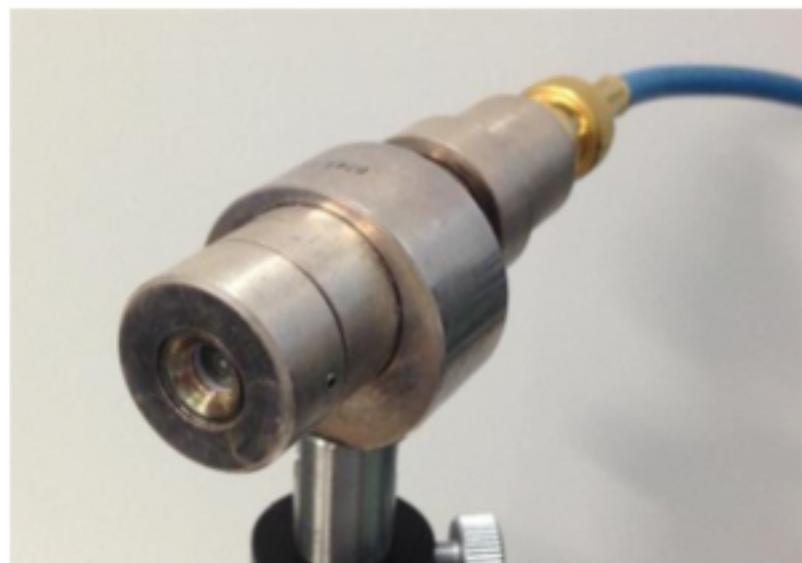


図 14 パワーメーターの外観

表 2 パワーメーター諸元

製造元	浜松ホトニクス
型式	B749
受光面サイズ	φ 5 mm
最大許容入射光量	1 J/cm ²
立ち上がり時間	< 1ns
受光感度	1.2 mV/kW



図 15 ジュールメーターの外観

表 3 ジュールメーター諸元

製造元	Genetec-EO
型式	QE50 LP-H-MB
受光面サイズ	50 * 50 mm ²
最大許容入射光量	0.6 J/cm ²
立ち上がり時間	900 μs
受光感度	4.35 V/J

2.2 レーザー集光光学系

本実験では[31]と同様に、二つのパラボリックミラーを用いたレーザー集光光学系を使用した。使用レーザーは発振原理により、水平方向に Gaussian 形状、鉛直方向に Top-hat 形状の分布を持つ。高次モードを含む Top-Hat は回折の影響が大きく、集光されにくいため、集光距離の短いミラーにより、集光された。

使用した TEA-CO₂ レーザー集光系の概念図を図 16 に示す。使用した集光系の集光点でのレーザー強度は自発的に絶縁破壊を引き起こすほど高くなかったため、レーザーをアルミ平板上に集光することで、プラズマを発生させた。二つのミラー及び、後述するチャンバーの ZnSe 窓により、レーザーのエネルギーは 65%程度に減衰する。これはレーザー直後の 1 パルスのエネルギーと、二つのミラー及び ZnSe 窓透過後の 1 パルスのエネルギーを比較した結果による値である。

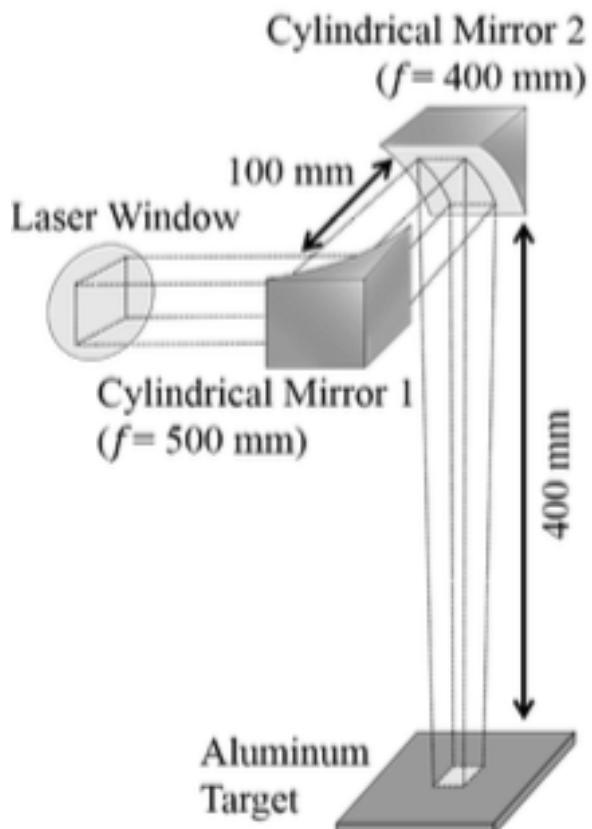


図 16 TEA-CO₂ レーザー集光光学系の概念図

各時刻でのレーザー強度を推算するには、その時刻、場所におけるレーザーパワー及びレーザー強度の空間分布が必要となる。レーザーパワーはパワーメーターによって計測された時間プロファイル(図 13)とジュールメーターによって計測された 1 パルスのエネルギーから推算される。各場所におけるレーザー強度を計算するにはレーザー軸方向上でのビーム径の変化、及びレーザー軸に垂直な方向でのレーザー強度の空間分布が必要となる。これらの情報は[32]において行われた以下の計測から得た。

1. レーザー軸方向のビーム径の変化

レーザー軸方向でのビーム径の変化はナイフエッジ法を用いて焦点(二つ目のミラーから 400 mm 離れた点)及びその上下数点でビーム径を計測することで求めている(ビーム径は全エネルギーの 86%が含まれる区間と定義)。レーザー軸方向のビーム径の変化から、レーザーがどの程度集光されやすいかを表す M^2 が推算された。その結果、使用レーザーの M^2 は Gaussian 方向には 15, Top-hat 方向には 21 であった。 M^2 とパラボリックミラーの焦点距離を以下の式に代入することでレーザー軸上の各点でビーム径を計算した。

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda}{\pi W_0^2}\right)^2 z^2}$$

$$W_0 = M^2 d = \frac{M^2 \lambda f}{\pi d_{out}}$$

2. レーザー軸に垂直方向での強度の空間分布

焦点でのレーザー強度の空間分布は、ピンホールとジュールメーターを用いて計測された。ピンホールを水平方向に動かし、ピンホールを通過したエネルギーをジュールメーターで計測することにより、各点でのレーザー強度を求めた。計測により得られた焦点でのレーザー強度の空間分布を以下に示す。得られた結果は Gaussian 方向には Gauss 関数、Top-Hat 方向には Super Gaussian 関数によってフィッティングされた。

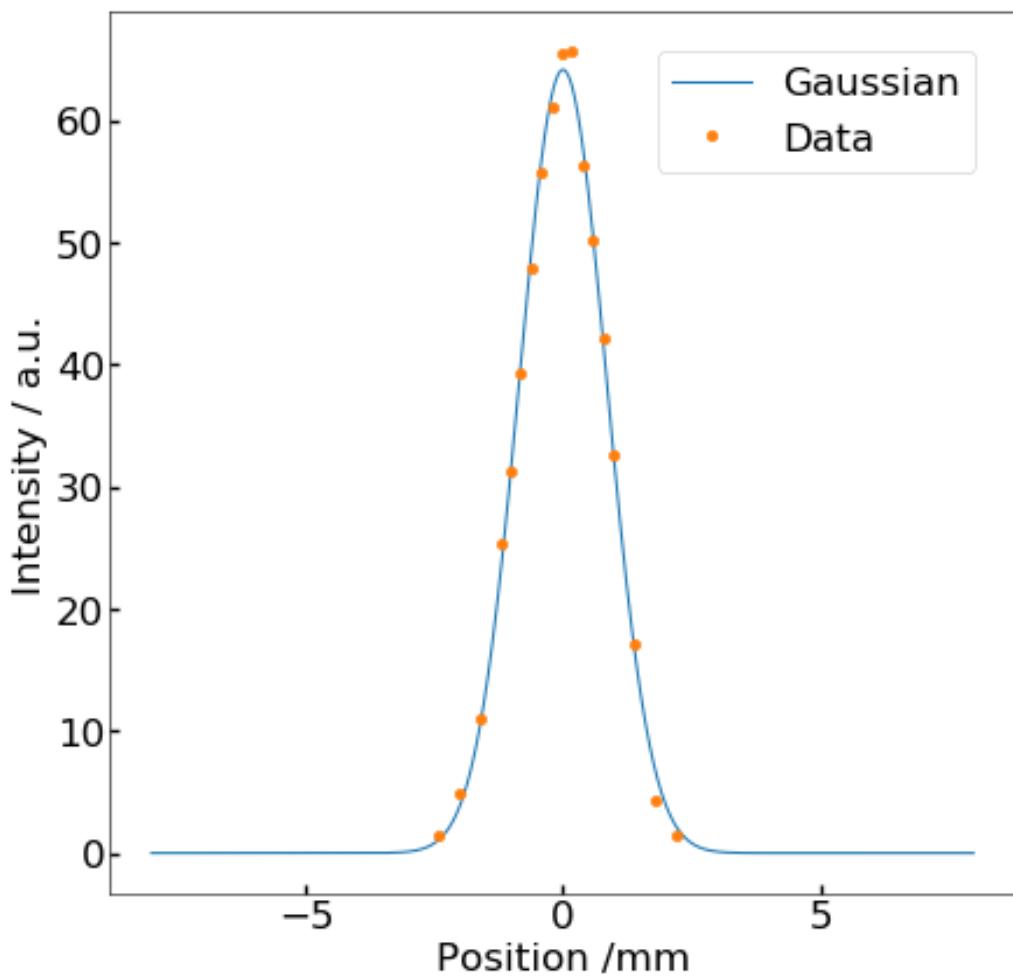


図 17 焦点における Gaussian 方向のレーザー強度の空間分布

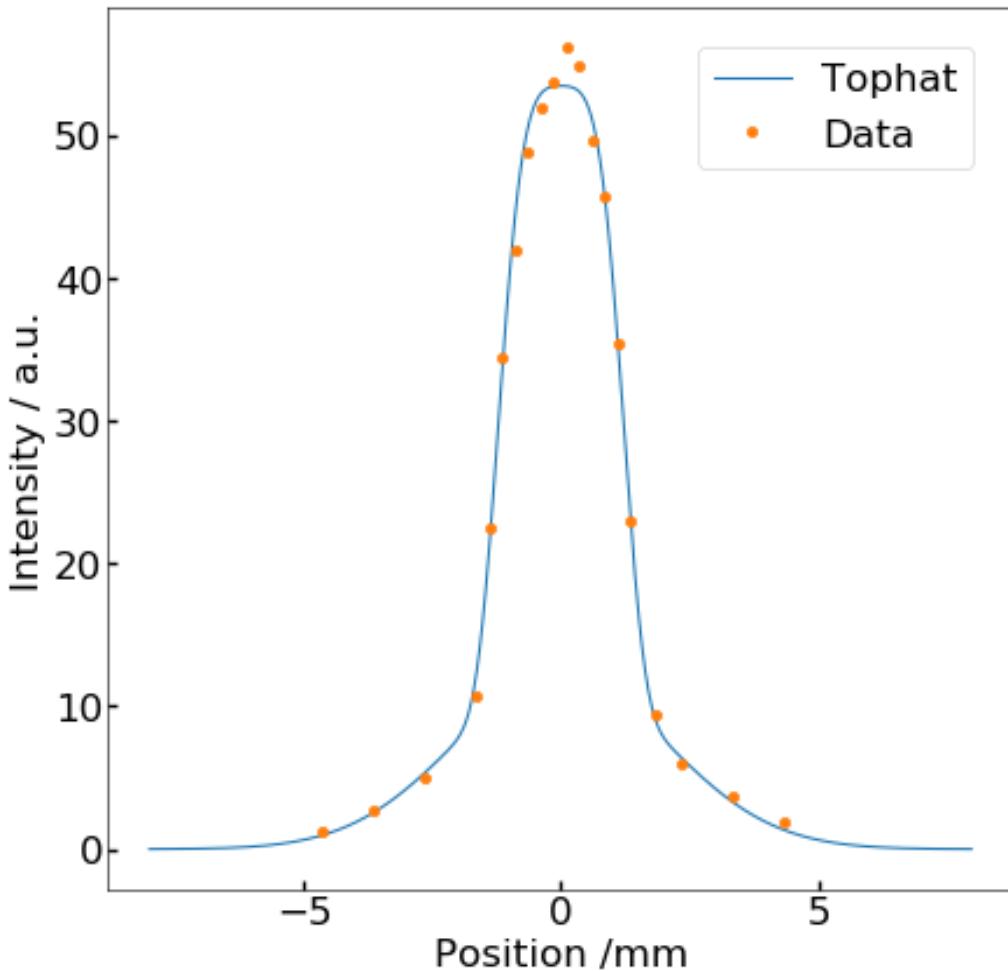


図 18 焦点における Top-Hat 方向のレーザー強度の空間分布

各実験条件でのレーザー強度は上図の分布がレーザー軸上のビーム径の変化に応じて相似に変化すると仮定して得ている。なお、以降の実験結果で示すレーザー強度の条件は全て、fitting 関数によって得られたレーザー強度のピーク値(レーザーの中心軸上での強度)を使用している。

上述の計測によって得られた集光光学系の諸元を表 4 に示す。

表 4 レーザー集光光学系諸元

焦点距離 (Gaussian)	500 mm
焦点距離 (Top-Hat)	400 mm
集光点面積	$3.37 \times 3.78 \text{ mm}^2$
有効照射直径	4.1 mm

2.3 周辺機器

本節では実験に使用した真空容器及び撮影のタイミングの指定や確認に使用した機器について述べる。

本研究では He や Ar 雰囲気下で発生させたプラズマを観測するため、He 及び Ar ガスで満たした真空容器内で実験を行った([31]で使用されたものと同様)。チャンバーを密閉しつつ、レーザーが透過できる部分を残すため、チャンバーには $10.6 \mu\text{m}$ の光を透過する ZnSe の窓が付けられた。ガスの純度を上げるために、実験前に真空容器を使用ガスで 3 回以上とも洗いした。使用した真空ポンプの諸元を表 5 に示す。

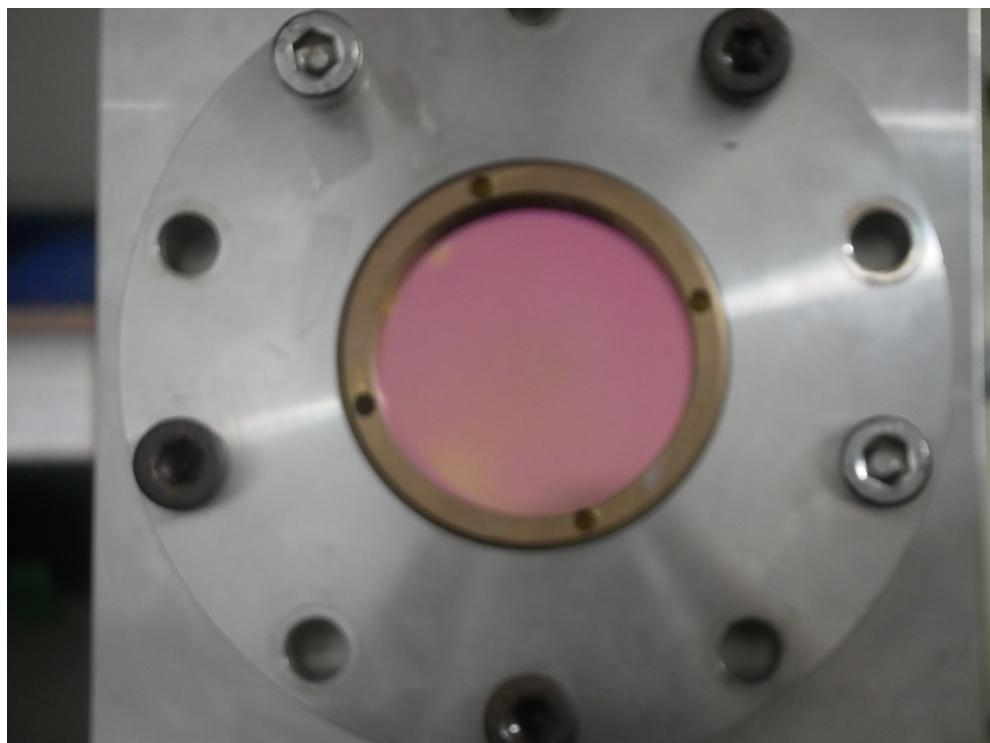


図 19 真空チャンバーの ZnSe 窓

表 5 真空ポンプ諸元

製造元	SINKU KIKO CO., LTD
型式	GVD-100A
実効排気流量	100 L/min
到達圧力	$6.7 \times 10^{-2} \text{ Pa}$

本研究では各レーザー強度(各時刻)での計測を正確に行うため、カメラのシャッターを切るタイミングを指定する信号を送るパルスディジジェネレータを使用した。また、パルスディジジェネレータで送った信号通りにカメラが作動したことを確認するため、オシロスコープを使用した。使用したパルスディジジェネレータ及びオシロスコープの諸元を以下の表に示す。

表 6 パルスディジジェネレータ諸元

製造元	Stanford Research Systems, Inc
型式	DG535
遅れ時間設定範囲	0～1000s
最大発生レート	1 MHz
最小分解能	5 ps

表 7 オシロスコープ諸元

製造元	Tektronix
型式	TDS2014C4
チャネル数	4
アナログ帯域	100 MHz
サンプリングレート	2 GS/s

2.4 LSD 中の電子数密度 1 次元分布測定実験

レーザー支持デトネーション中のプラズマにおいてレーザーエネルギーが吸収されない要因として、電子数密度が低くすぎる、あるいは高すぎることがあげられる。レーザーの吸収係数は電子数密度及び電子温度に依存しており、これらが低いとレーザーは吸収されずにプラズマを透過してしまう。逆に電子数密度が高く、使用レーザーの波長で決まるカットオフ密度(CO_2 レーザーの場合には $n_e = 0.99 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$)ではレーザーはプラズマの表面で反射され、レーザーを吸収できない。これまでに LSD 中での電子数密度の測定を行った研究はいくつかある[20][33]。しかしながら[20]の計測は空気での計測にとどまっており、数値計算との比較がしやすい Ar や He での計測がされていない。また、[33]の計測は He での計測を行っているが、空間一点のみを計測しているため、ピークでの電子数密度が取れていない可能性があることや、露光時間が長く、各レーザー強度での正確な計測が行えていないといった問題がある。そこで、本実験においては Ar(スペクトル線が撮影可能な 0.2 atm) や He(こちらは 1.0 atm)において、各時刻での 1 次元分布を正確に取れる計測系を設計した。

2.4.1 分光光学系

電子数密度の 1 次元分布を計測するため、本研究では図 20 に示す分光光学系を使用した。プラズマの自発光は焦点距離が 200 mm 及び 100 mm の二つのレンズを用いてツェルニターナ分光器のスリット上(鉛直方向に切れ込みがある)に集光された。レーザー吸収範囲が長いと予想された He では観測範囲を 1cm 程度にできる条件で最も焦点深度が小さく、光量が取れるレンズ系となっている。レーザー吸収長さが短いと予想された Ar の観測では 100 mm と 200 mm のレンズ位置を入れ替えることで、倍率を高め(空間分解能を上げる)、焦点深度が狭くなる条件で実験を行った。

分光器スリット上を透過した光は分光器内で波長方向には分解されるが、高さ方向の情報は保たれる。このため、分光器出口に設置された 2 次元カメラは横軸波長、縦軸空間の自発光情報が取れる。

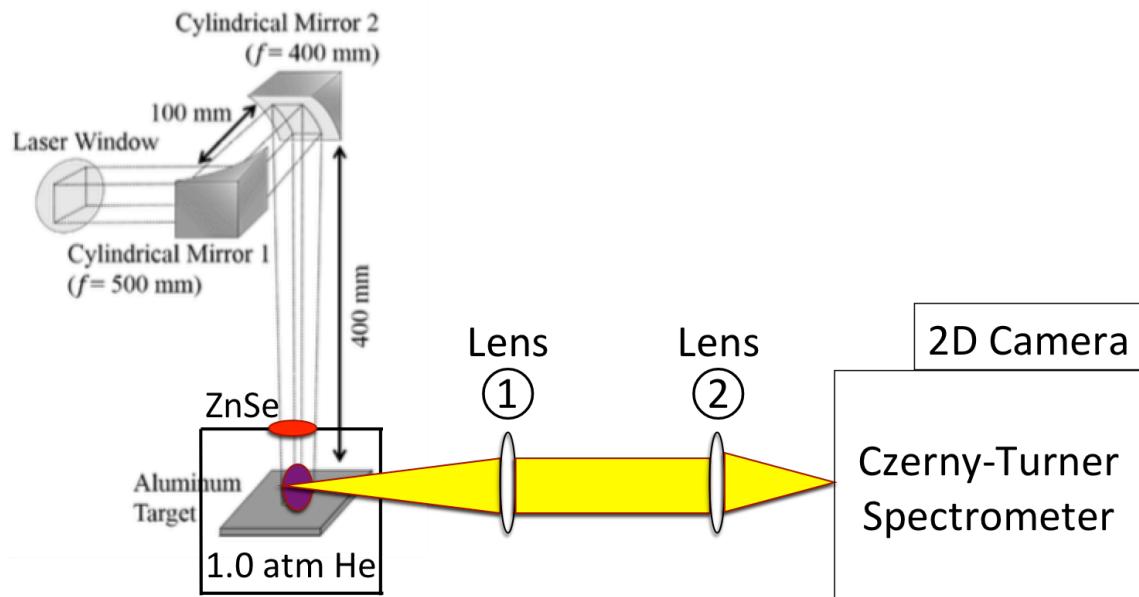


図 20 電子数密度 1 次元分布測定のための分光光学系

使用したツェルニターナ分光器及び、2次元カメラの外観図と諸元を以下に示す。

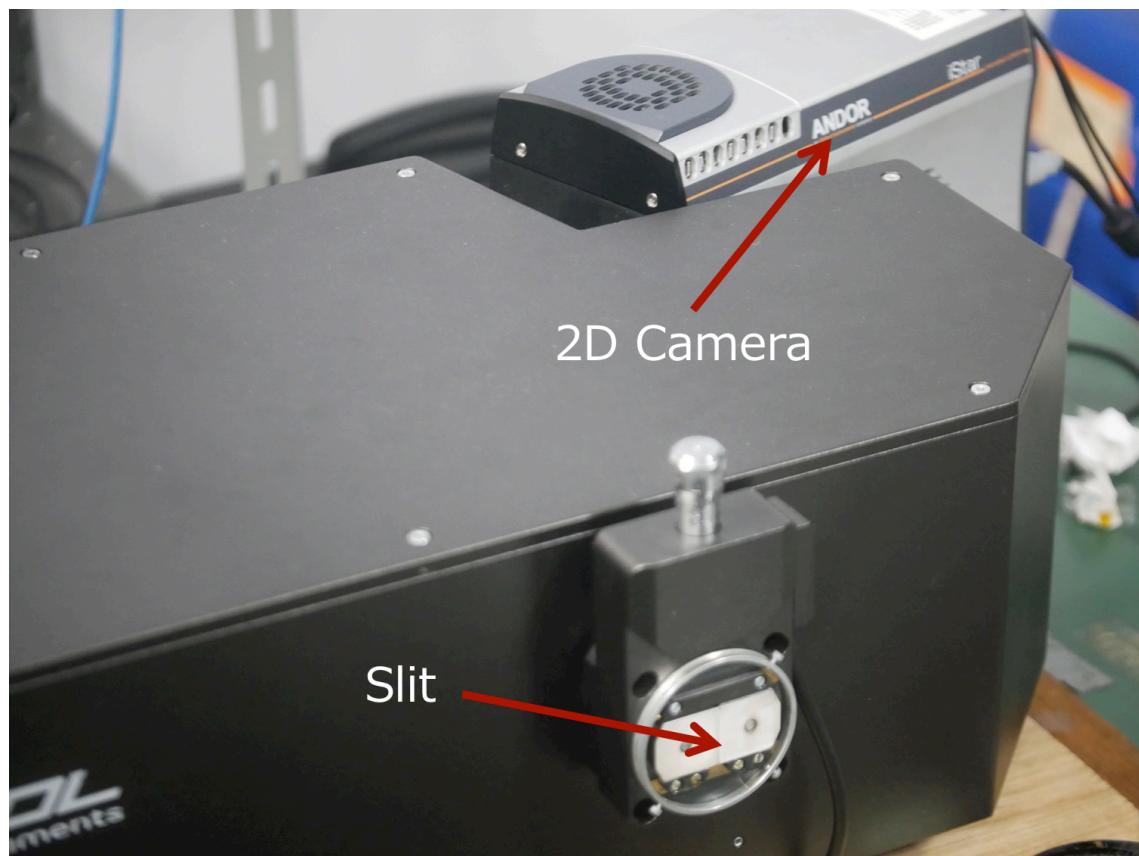


図 21 ツェルニターナ分光器と二次元カメラの外観



図 22 2次元カメラ(iStar-sCMOS)の外観

表 8 ツエルニターナ分光器の諸元

製造元	SOL Instruments
型式	MS3504i
焦点距離	350 mm
垂直倍率	1.49
垂直方向分解能(@カメラ)	< 35 μ m

表 9 ツエルニターナグレーティングの諸元

型式	771547
Line density	1200 G/mm
Blaze wavelength	500 nm
逆線分散	2.33 nm/mm
波長分解能	0.07 nm

型式	771242
Line density	150 G/mm
Blaze wavelength	475 nm
逆線分散	18.81 nm/mm
波長分解能	0.56 nm

表 10 2次元カメラ(iStar-sCMOS)の諸元

製造元	ANDOR
型式	iStar sCMOS
ピクセル数	2560 * 2160
ピクセルサイズ	6.5 μm
最短露光時間	3 ns

使用した分光器には測定可能な波長範囲が広く、波長分解能(装置幅)が悪いものと(150 G/mm), その逆の性能を持つものがある(1200 G/mm). He の実験では 150 G/mm, Ar の実験では 1200 G/mm のものを使用した. 以下に Ar 及び He の実験で用いた実験系の諸元をまとめる.

表 11 各ガス種での実験条件

Ar 0.2 atm	
レンズ①焦点距離	100 mm
レンズ②焦点距離	200 mm
倍率(実物からカメラ上で)	3
露光時間	10 ns
スリット幅	30 μm
使用グレーティング	771242 (1200 G/mm)
設定中心波長	450 nm
装置幅	0.08 nm (実測)
He 1.0 atm	
レンズ①焦点距離	200 mm
レンズ②焦点距離	100 mm
倍率(実物からカメラ上で)	0.75
露光時間	10 ns
スリット幅	30 μm
使用グレーティング	771547 (150 G/mm)
設定中心波長	550 nm
装置幅	0.6 nm (計算)

分光光学系のアライメント手順

①プラズマの位置確認

アルミ板に感熱紙を設置し、プラズマの位置(burn pattern)を確認する。

②プローブビームの位置と向きの調整

プローブビームが水平に出ていることを確認し、①で確認した burn pattern の中心をまっすぐに通るようにプローブレーザーの位置と向きを調整する。

③分光器の位置と向きの調整

図 19 のレンズ 1,2 の焦点距離をそれぞれ f_1, f_2 とすると、プラズマ位置から $2(f_1 + f_2)$ だけ離れた位置に分光器スリットが来るよう設置する。プローブビーム

ムがスリットの中心を通り、スリットからの反射がプローブレーザーの中心に当たるように分光器の位置と向きを調整する。

④レンズ 1,2 の位置と調整(およそ)

[31]の方法と同様に撮像レンズの位置と向きを調整する。

⑤プローブビームをコリメートした平行光を出す

[31]の方法と同様にコリメートレンズとビームエキスパンダーの位置と向きを調整する。

⑥レンズ 1,2 のピント合わせ、及びスケールの記録

[31]で用いられた 5 mm 角のスケールをプラズマの中心位置に設置する。分光器のグレーティング中心波長を 0 nm に設定し、さらに分光器のスリットを大きく(1 mm 程度)開く(これにより、分光器スリットに入る光は分光されず、通常の 2 次元画像が撮影でき、ピント調整に使える)。レンズ 1 あるいは 2 の光軸方向の位置を調整し、スケールにピントが合う点を見つける。この際の写真を記録し、のちの解析に用いるスケール(pixel 数と mm の換算)とする。なお、[33]では光ファイバーをプラズマ位置に設置してピント合わせをしているが、これは厳密な調整がしにくいため、推奨しない。

⑦スリットを開いたままプラズマを撮影

分光器の設定を⑥のまま、プラズマの写真を撮影する。分光器、レンズの位置調整がうまく行われている場合、写真の中心にプラズマの電離波面の頂点が見える。これにより、プラズマの中心を撮影できているかを確認できる。

⑧波長較正及び強度較正

[34]と同様の手順で行う。特に 150 G/mm のグレーティングを用いる場合、波長較正と強度較正は重要となる。強度較正の際には標準光源と分光器の間に真空チャンバーの窓なども設置し、実験の際に自発光が通過する状況を再現する。Ar の実験では 480 nm を中心に撮影をおこなったため、Xe ランプのみを用いて波長較正をした。He は波長範囲が広かつたため、Hg ランプで較正を行い、その後 Xe ランプで較正が正しいことを確認した。

なお、以下に用いたプローブレーザーの諸元を示す。

表 12 プローブレーザー(半導体レーザー)諸元

製造元	CNI Optoelectronics Tech. Co.
型式	MGL-H-532nm-1W-10050610
波長	532 nm
発振方式	CW
照射強度	1.4 W

上述の分光光学系以外に、二つのレンズと2次元カメラを用いたプラズマの撮像系を使用して、プラズマの大きさ(後述の解析で使う光路長の計算に必要)を撮影した。アラインメントの方法は[31]と同様に行った。この撮像系に用いたカメラの諸元を以下に示す。

表 13 iStar カメラ諸元

製造元	Andor
型式	iStar
ピクセル数	1024*1024
最短露光時間	2 ns

2.4.2 分光測定結果の解析手法

本節では分光結果から電子数密度を得る方法について述べる。まずは一般的なシュタルク広がり(電子数密度に応じてスペクトル線が広がる現象)の解析について述べたのち、本実験で必要だった再吸収の影響を考慮する方法について述べる。

一般的なシュタルク広がりの解析

シュタルク広がりとは、空間に存在する自由電子が作る電場により、原子にトラップされて電子のエネルギー準位が乱れる(エネルギーがばらつく)ことでスペクトル線が広がる現象である。水素(あるいは水素に似ている He^+)以外の原子は、基本的にスペクトル線が以下の式で決まる半値半幅の Lorentz 関数として広がる。なお、式から電子数密度に比例して広がることが見て取れる。

$$n_e = \frac{\Gamma}{W(T_e)}$$

上式の $W(T_e)$ は電子数密度に弱く依存する値(文献値)であり、本研究では結果の不確かさを除くため、 T_e に対する依存性が特に小さい線[35][36]を用いて解析を行った。また、He の実験では He^+ の線の解析もしており、上式とは異なる電子数密度依存性でスペクトル線が広がる[37]。

$$n_e = 3.31(\Gamma/nm)^{1.21} \times 10^{23}$$

実験によって得られたスペクトル線は線形な base(連続放射を除くため)と Foigt 関数(Gauss 関数と Lorentz 関数)の重ね合わせで fitting された。この際、Foigt 関数の Gaussian 成分の広がりは分光器の装置幅として解析を行った。Fitting により得られた Lorentz 関数の半値半幅とシュタルク広がりの式から、スペクトル線ごとに電子数密度を計算した。

再吸収による広がりの考慮

シュタルク広がり以外にもスペクトル線が広がる要因は存在する(自然幅、ドップラー広がり、圧力広がり、装置幅、再吸収など)。装置幅は上述のように考慮されており、再吸収による広がり以外の広がりは本実験の条件ではシュタルク広がりに比べて十分小さい。ここでは He の実験において再吸収を考慮した方法について述べる。なお、Ar では同様の方法が取れなかつたため、再吸収を考慮していない結果を載せている(Ar はプラズマの大きさと分光結果から再吸収

により電子数密度が20%程度大きく見積もられると予想される).

プラズマでの再吸収によるスペクトル線の広がりは、再吸収の度合いを表す量 SA と以下の式によって決まる[38][39].

$$\frac{\Gamma_{spectral}}{\Gamma_{actual}} = (SA)^{0.54}$$

$$SA = \frac{1 - e^{-kl}}{kl}$$

$$k = \frac{\lambda_{ij}^2 e^2}{4\epsilon_0 m_e c^2} \frac{f_{ij} g_i}{U(T_e)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{E_j - E_i}{kT_e}\right)\right)$$

SA は上の式のように、スペクトル線を出す遷移の下準位の数などに依存する。He の実験においては、以下の手順によって SA を計算し、再吸収の影響を考慮した。

- ① HeII のスペクトル線の解析により電子数密度を算出(HeII の線は吸収長がプラズマのスケールよりも長く、再吸収はほとんどされない)。
- ② 中性粒子密度を $2 \times 2.69 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ と仮定して、Saha の式(Appendix A)から①の電子数密度になる電子温度を計算する。
- ③ ボルツマン分布を仮定し、②で求めた電子温度から HeI のスペクトル線の吸収長を計算する。
- ④ 撮影されたプラズマの画像から、その位置(高さ)でのプラズマの幅を求める。なお、その高さでの画像発光強度分布を取り、発光強度が Max の半分になる点からプラズマの中心までの距離をプラズマの幅とした(図 23)。
- ⑤ 上述の手順により、もとまったくパラメタから SA を計算し、その影響を考慮して HeI のスペクトル線による電子数密度を計算する。
- ⑥ ①と⑤で求めた電子数密度が大きく変わらないことを確認し、その平均をその点での電子数密度とする。
- ⑦ 上述の①-⑥を各点において行い、電子数密度の空間分布を得る。

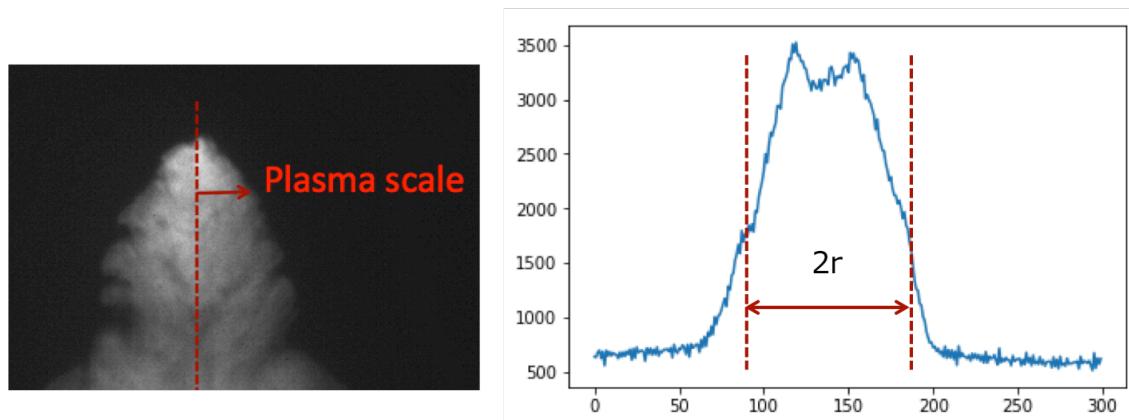


図 23 プラズマの撮影画像によるプラズマ幅の算出方法

なお、Ar では ArII のスペクトル線も再吸収の影響を受けるため、上の手法が取れなかった。そのため、3章で示す結果は再吸収の影響を考慮していない(電子数密度が実際よりも大きい)。

2.5 LSD の爆風波変換効率の測定実験

ユゴニオ解析は重粒子のみに関する計算であるため、電子の運動エネルギーや電離によって消費されているエネルギーは損失として考慮されなければならない。LSD によってレーザーエネルギーがどの程度、重粒子(つまり爆風波)の生成に使われるかを計測することで電離などに使われるロスを考慮することが可能となる。本節では LSD によって生成される衝撃波のエネルギーを測定する方法について述べる。衝撃波のエネルギーを測定することにより、レーザーエネルギーのうち、どの程度が衝撃波のエネルギーに変換されるか(爆風波変換効率)を計算できる。なお、本実験は閉じ込めによる影響を考慮するため、 $5.8 \times 5.3 \text{ mm}^2$ のチューブと自由空間の両方の条件で測定が行われた。本実験は後述する理由により、空気 1.0 atm と He 1.0 atm の条件で行われ、Ar では行わなかった。

2.5.1 シュリーレン光学系

爆風波のエネルギーを計算するには、LSD によって発生した衝撃波の変位の時間履歴が必要となる。そのため、以下に示すシュリーレン光学系を用いた。

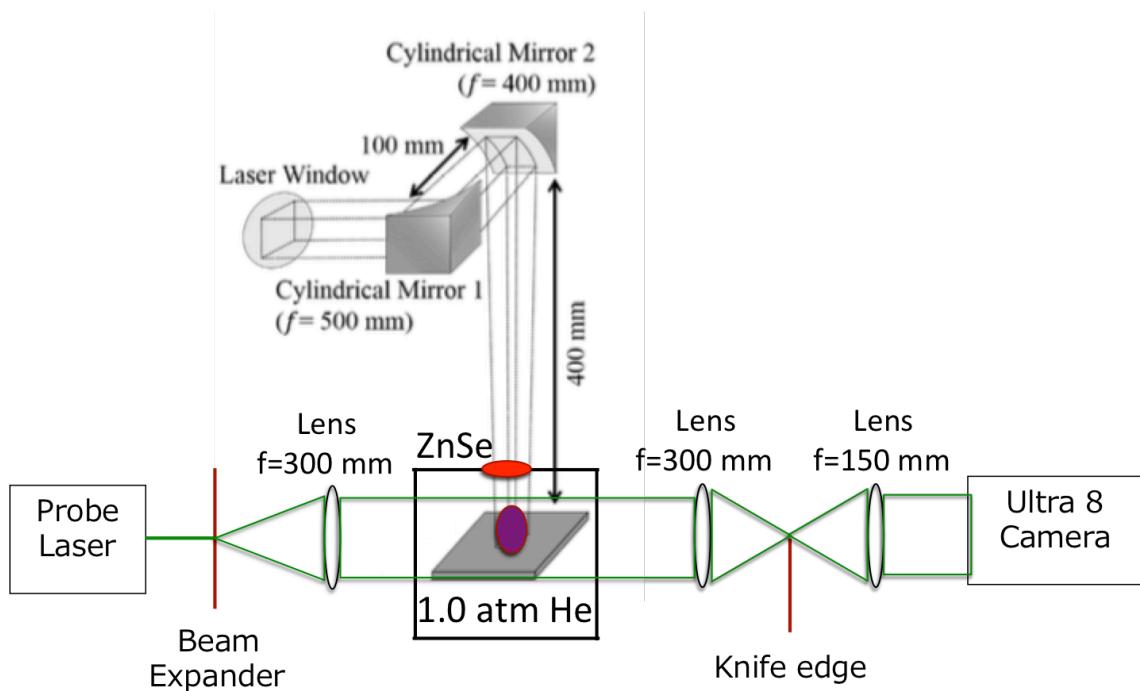


図 24 衝撃波可視化に使用したシュリーレン光学系

アラインメントの方法は[31]と同様であり、レンズ 1, 2 をそれぞれ焦点距離 300 mm と 150 mm のものとした。以下に各時刻での衝撃波の変位を取るために用いた高速度カメラの諸元を示す。

表 14 高速度カメラ Ultra-8 諸元

製造元	DLR, Inc
型式	Ultra 8
ピクセル数 (1 枚当たり)	512 * 512 ピクセル
最小露光時間	10 ns
最大フレームレート	100 M/s
撮影フレーム数	8 shot

2.5.2 爆風波変換効率の計算手法

シュリーレン光学系によって撮影された衝撃波の変位から爆風波変換効率を計算する手法について述べる。レーザーエネルギーは LSD 中に吸収されたものの内、一部が爆風波のエネルギーに変換されると仮定すると、以下の模式図のようにエネルギーが分配されると考えられる。

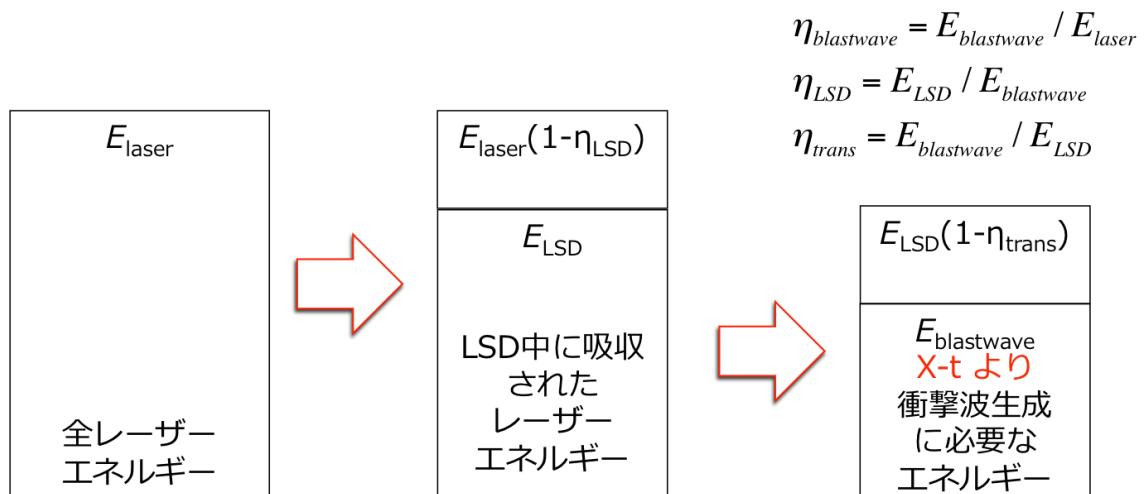


図 25 レーザーエネルギーの分配と種々の変換効率

チューブと自由空間における解析手法は異なるため、別々に説明する。

チューブ内の爆風波変換効率の計算方法

チューブ内で、LSD が発生したのち、衝撃波は平面波のように 1 次元的な進展をする。そのため、衝撃波のエネルギーは下の式のように表せる[40]。

$$E_{flat} = \frac{9}{4} \rho_1 D^2 \xi^{-3} R_y \dots (2-1)$$

上式において、衝撃波の進展速度 D は変位 R_y の時間微分であるため、上の式は積分系に書き直せる。積分系に書き直した式は以下のようになり、 $g(R_y)$ の時間微分が衝撃波のエネルギー E_{flat} (単位は J/m^2) と定数によってかける。

$$\left(\frac{4E_{flat}}{9\rho_1} \xi^3 \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{dR}{dt} R_y^{\frac{1}{2}} \dots (2-2)$$

$$\left(\frac{4E_{flat}}{9\rho_1} \xi^3 \right)^{\frac{1}{2}} (t - t_0) = \int_{R_0}^R R_y^{\frac{1}{2}} dR = \frac{2}{3} (R_y^{3/2} - R_{y0}^{3/2}) = g(t) \dots (2-3)$$

これより、各時刻における $g(R_y)$ を計算し、それを直線で fitting した傾きから E_{flat} を求めた。ただし LSD 進展中はエネルギーを吸収していく E_{flat} が一定でないため、写真から LSC と考えられる点のデータのみを使って計算をした。また、式(2-1)によって表されるエネルギーは平面波がある点から両側に進展する場合を表すのに対して、本実験ではアルミ板から上に向かってのみ進展するので E_{flat} は式(2-1)の半分とした。

計算される E_{flat} は単位が J/m^2 であるため、これにチューブの断面積 A_{tube} をかけたものとレーザーのエネルギーを比較した。

$$\eta_{blastwave} = \frac{E_{flat} A_{tube}}{2 E_{Laser}} \dots (2-4)$$

自由空間の爆風波変換効率の計算方法

自由空間において発生する衝撃波は橍円回転体を半分に切ったような形状をしているため、衝撃波のエネルギーは下の式のように表せる[11]。

$$E_{oval} = \frac{25}{4} \rho_1 D^2 \xi^{-5} R_y R_x^2 \dots (2-5)$$

チューブの場合と同様に[25]のように積分系で書き直し、各時刻での $g(R_x, R_y)$

を計算し、その時間微分から爆風波のエネルギー E_{oval} を計算した。

$$\left(\frac{4E_{oval}}{25\rho_1}\xi^5\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{dR}{dt} R_x R_y^{\frac{1}{2}} \dots (2-6)$$

$$\left(\frac{4E_{oval}}{25\rho_1}\xi^5\right)^{\frac{1}{2}}(t-t_0) = \int_{R_0}^R R_x R_y^{\frac{1}{2}} dR \equiv g(R_x, R_y) \dots (2-7)$$

E_{oval} の単位はJであるため、レーザーエネルギーと直接比較した。なお、式(2-5)のエネルギーは橿円回転体の爆風波のエネルギーであるため、結果はその半分をとなっている。

$$\eta_{blastwave} = \frac{E_{oval}}{2E_{Laser}} \dots (2-8)$$

上述の通り、爆風波のエネルギーを計算するにはLSC中の衝撃波の変位が必要となる。チューブの高さはレーザーとぶつからないように2cmに抑えられているが、ArはLSD状態で2cm以上伝播するため、実験を行うことができなかった。そのため、本実験はHe 1.0 atmと空気 1.0 atmで行われた。なお、各ガス種での実験条件を以下に示す。

表 15 各ガス種での実験条件

1.0 atm Air	
Frame rate	1000 ms ⁻¹
Exposure time	30 ns
1.0 atm He	
Frame rate	2000 ms ⁻¹
Exposure time	50 ns

第3章 実験結果

3.1 希ガス雰囲気中の電子数密度測定結果

3.1.1 ヘリウム雰囲気

He 1.0 atm での電子数密度の測定結果を以下に示す。ただし、以下の結果は 2.4.2 で述べた手法によって求めたものである。以下に示した結果は[33]での測定結果よりも高いが、これは[33]では一点のみを長い露光時間で測っているため、電子数密度の低い点の情報が含まれているスペクトルを解析していたためである。

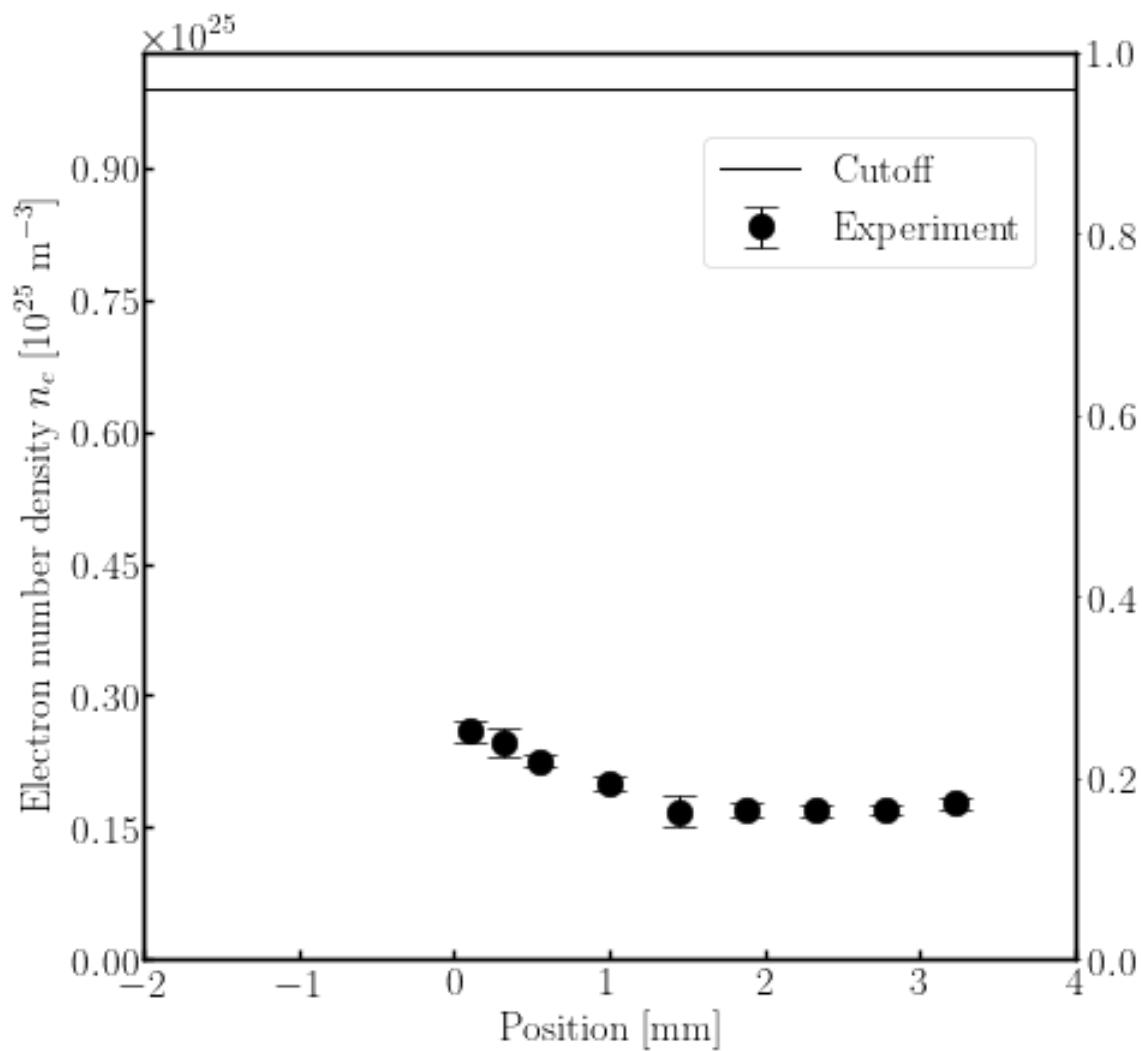


図 26 He 1.0 atm, 607 GW/m² における電子数密度の 1 次元分布

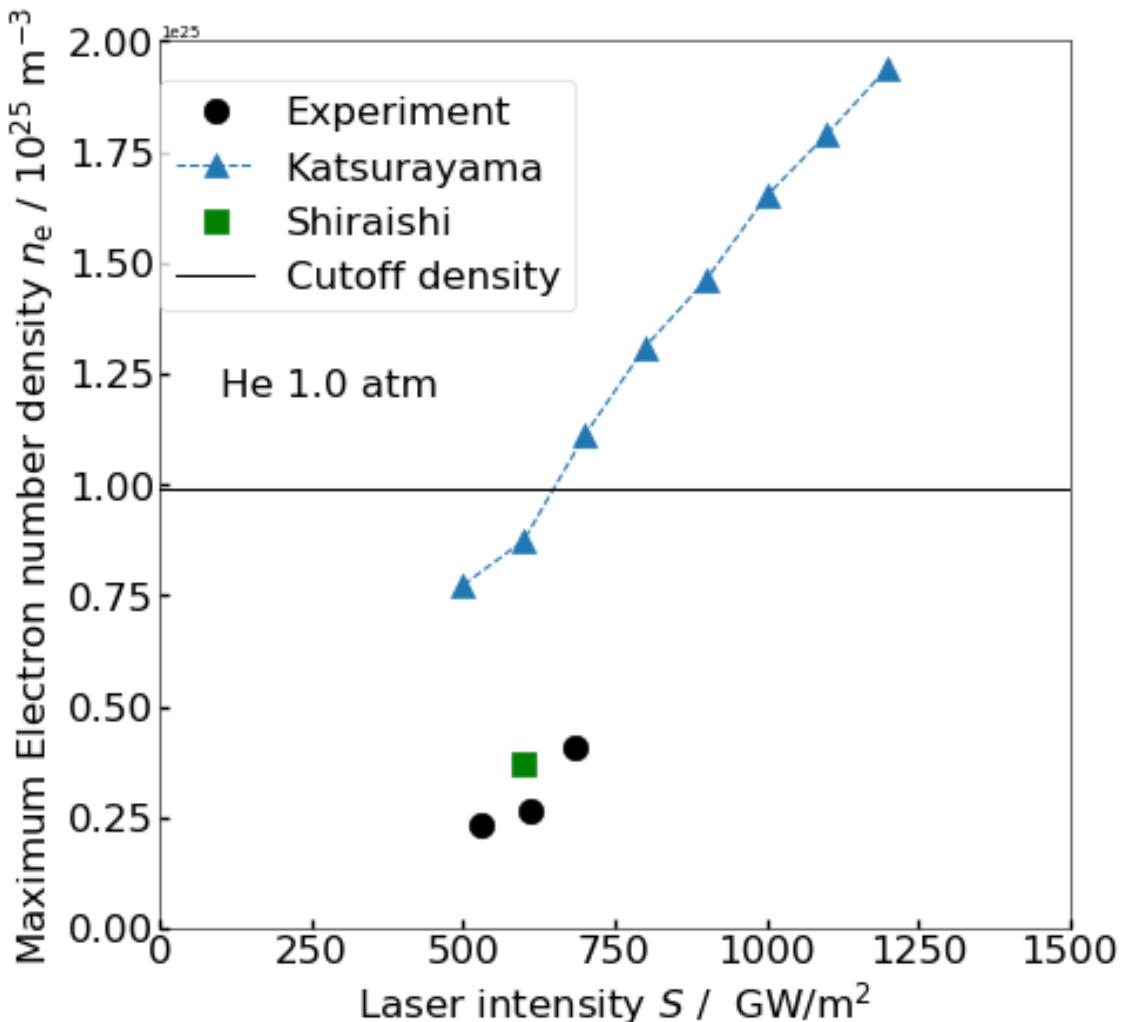


図 27 He 1.0 atm における最大電子数密度のレーザー強度依存性

以下に第 2 章で説明した再吸収の影響を考慮する前後のデータを示す。エラーバーは 10 回の実験の標準偏差を表している。衝撃波の背後ではプラズマの大きさが 3 mm 程度あり、再吸収による HeII のスペクトル線の広がりは全体の 30% 程度であった。これより、再吸収によるスペクトル線の広がりでは測定される電子数密度のオーダーは変わらないが、別々のスペクトル線から同じ電子数密度を得るには再吸収の考慮をする必要があることがわかった。

図 26 における電子数密度の測定結果は HeII の線と、再吸収の補正をされた HeI の線の平均を示したものである。エラーバーは 10 回の実験で取れたデータの標準偏差を表している。そのため、エラーバーに fitting 誤差は含まれていない。

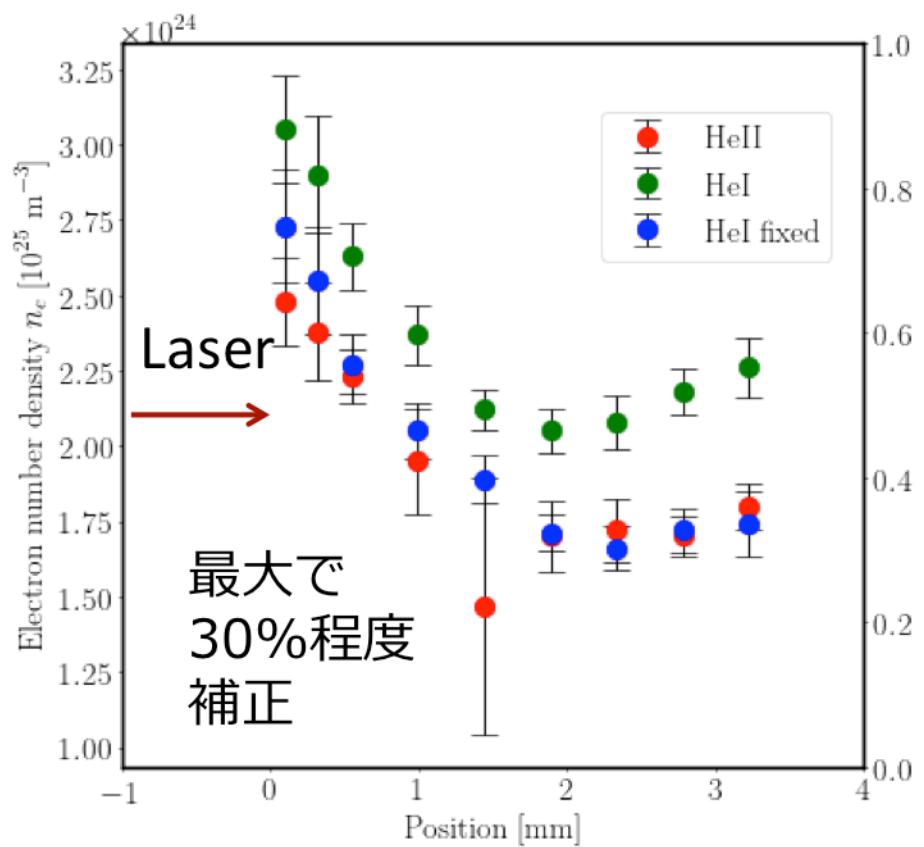


図 28 再吸収を考慮する前後の電子数密度分布

3.1.2 アルゴン雰囲気

以下に Ar 0.2 atm での電子数密度の測定結果を示す。ただし、上述した通り、Ar での結果は再吸収が考慮されていないため、実際よりも大きい値を示している。エラーバーは 10 回の実験の標準偏差を表している。

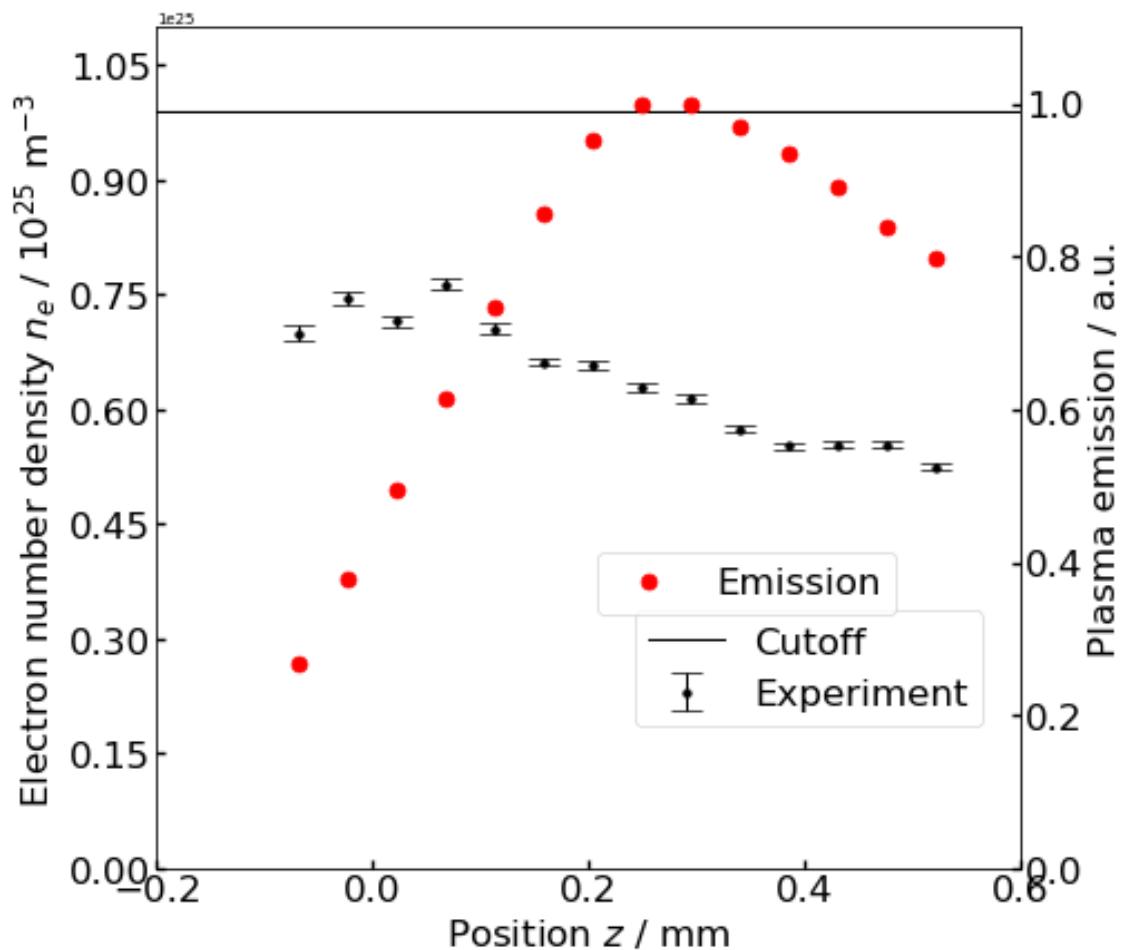


図 29 Ar 0.2 atm, 336 GW/m² における電子数密度の 1 次元分布

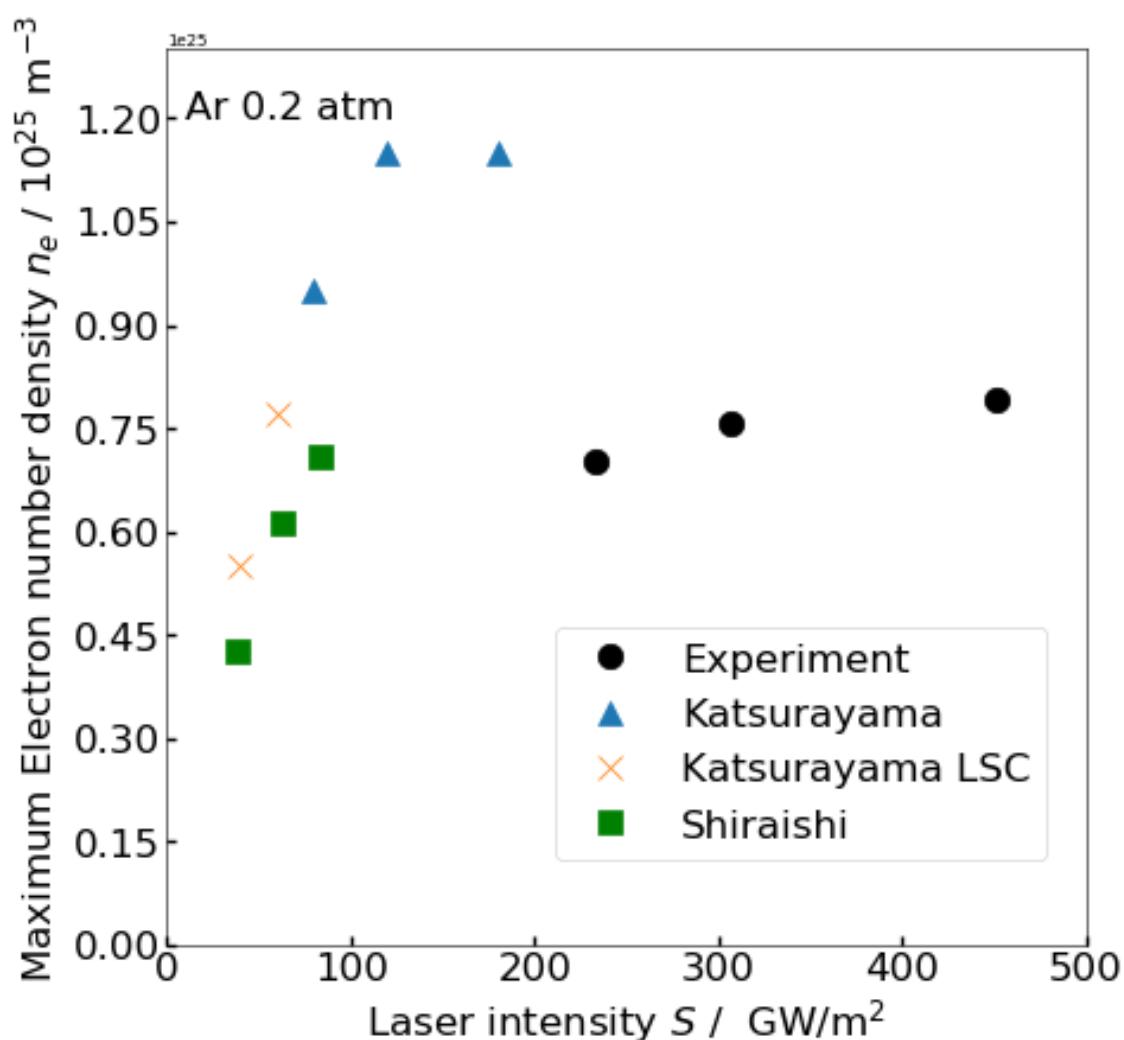


図 30 Ar 0.2 atm における最大電子数密度のレーザー強度依存性

3.2 爆風波変換効率の測定結果

3.2.1 ヘリウムでの測定結果

He 1.0 atm の条件で得られた衝撃波の進展の様子と時間変位を以下に示す。変位のグラフのエラーバーは 5 回の実験による標準偏差を表している。

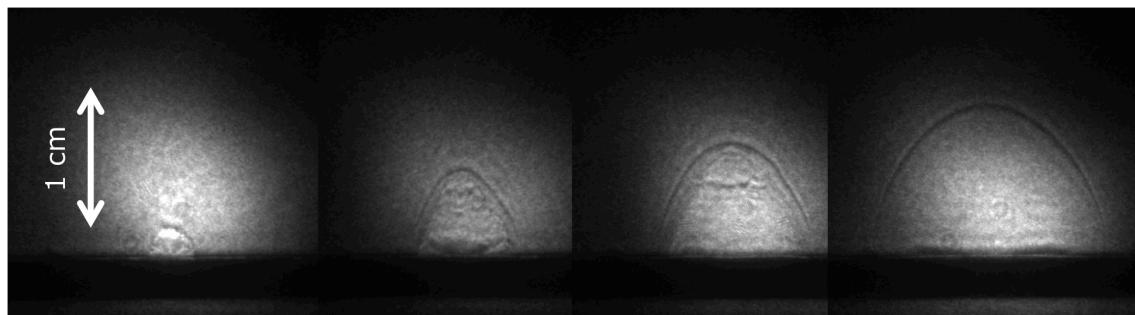


図 31 He 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の進展の様子



図 32 He 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の進展の様子

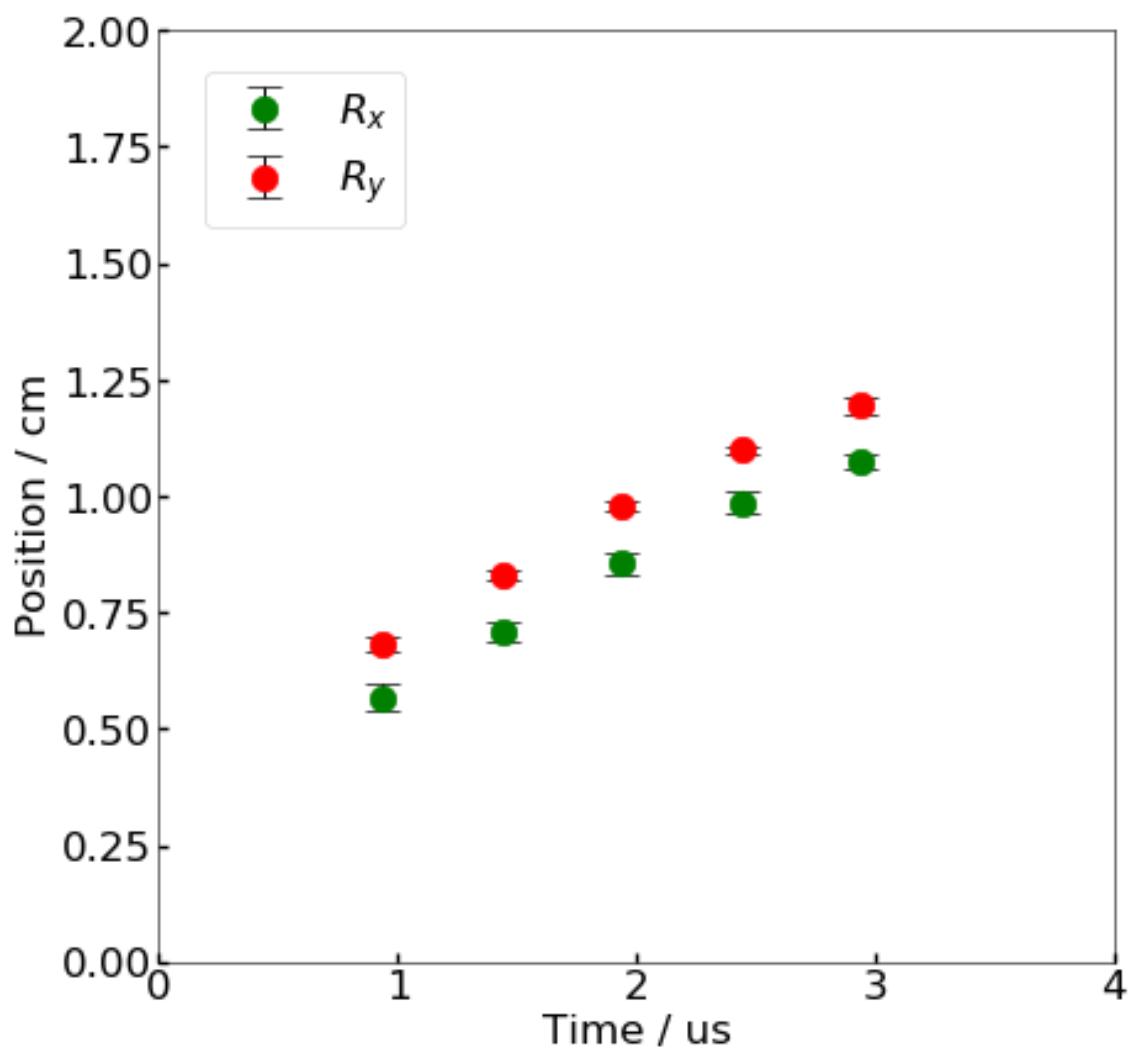


図 33 He 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の時間変位

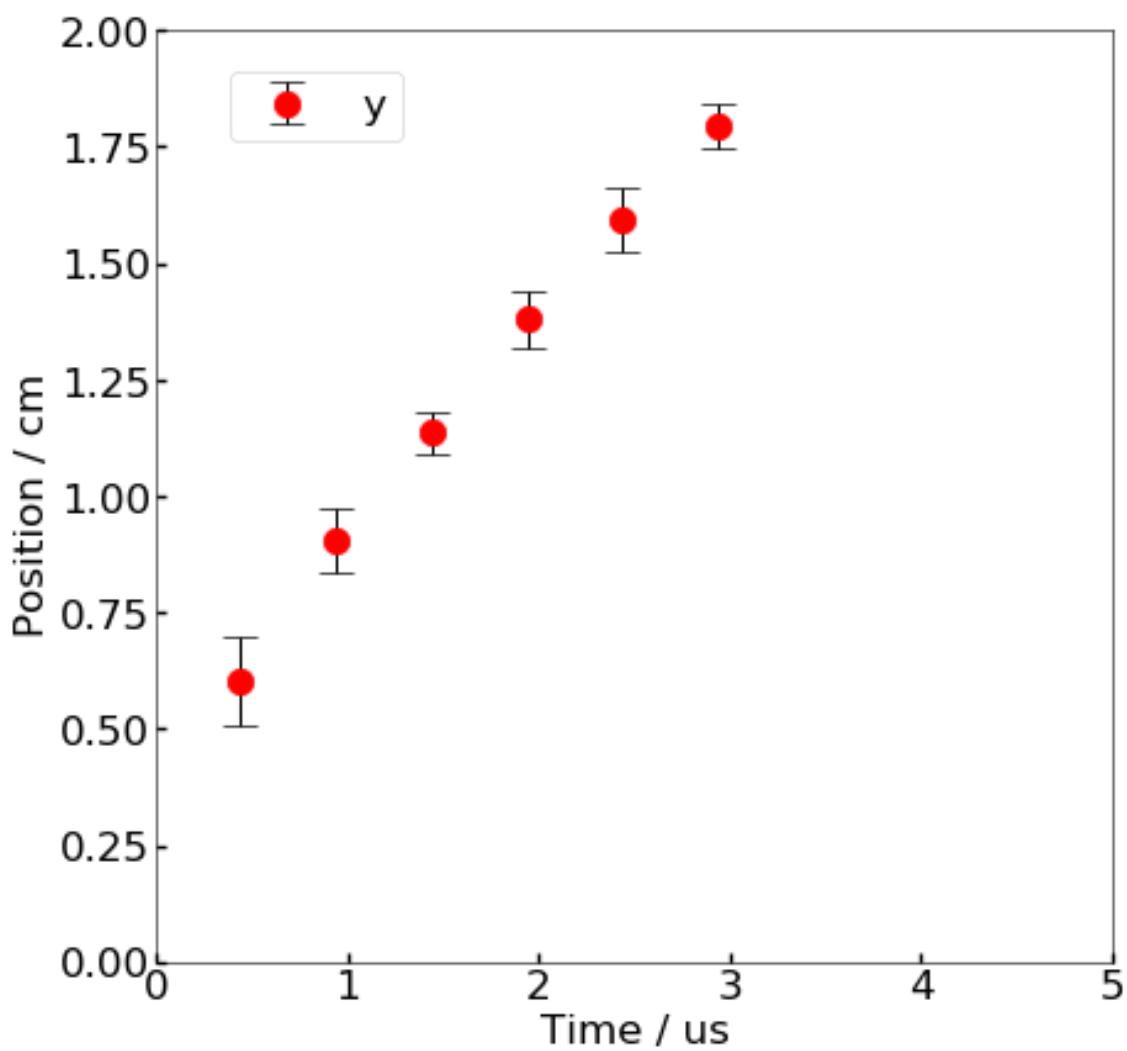


図 34 He 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の時間変位

上の変位から得られた計算値 g とその fitting 直線を以下に示す。エラーバーは図 33, 図 34 のエラーバーの上下の変位から計算される g の値を表している。

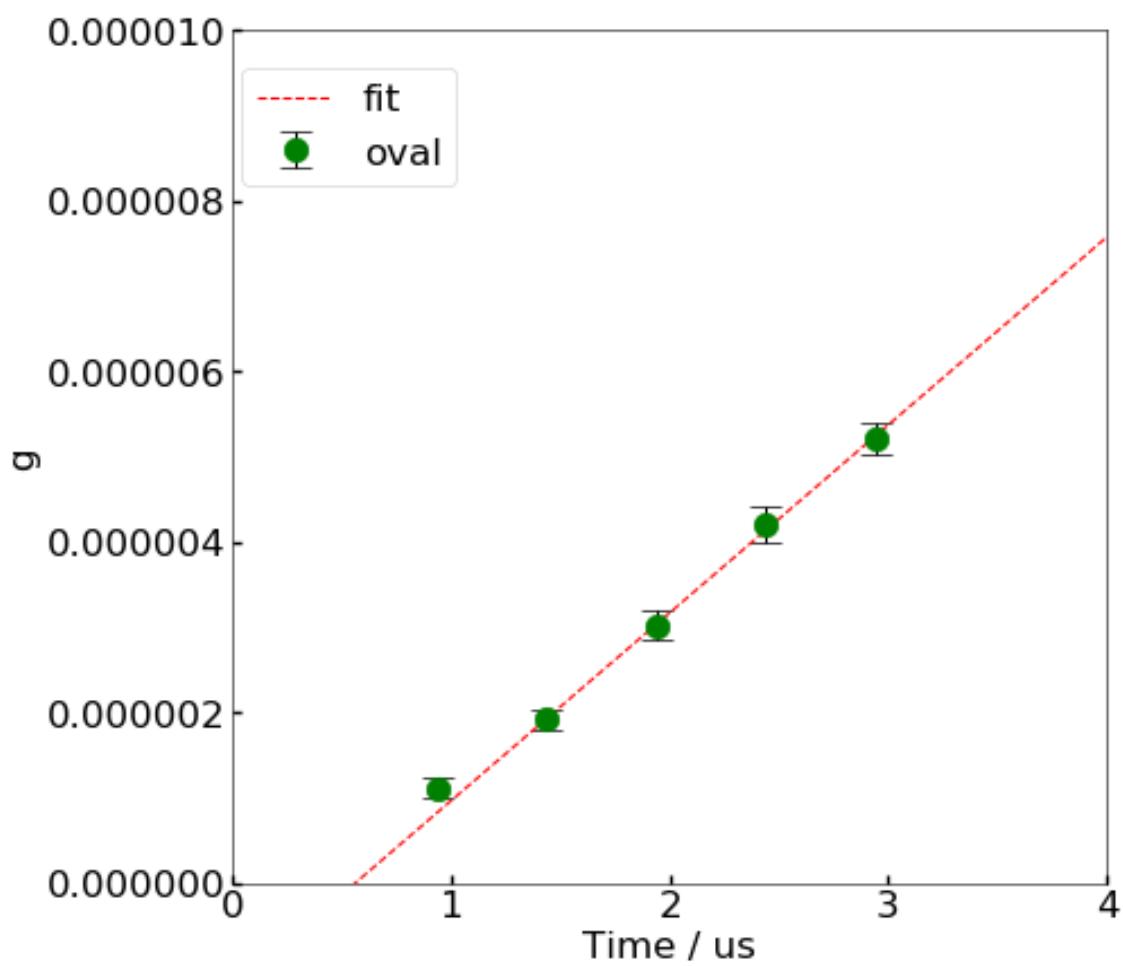


図 35 He 1.0 atm(自由空間)での g の時間依存性

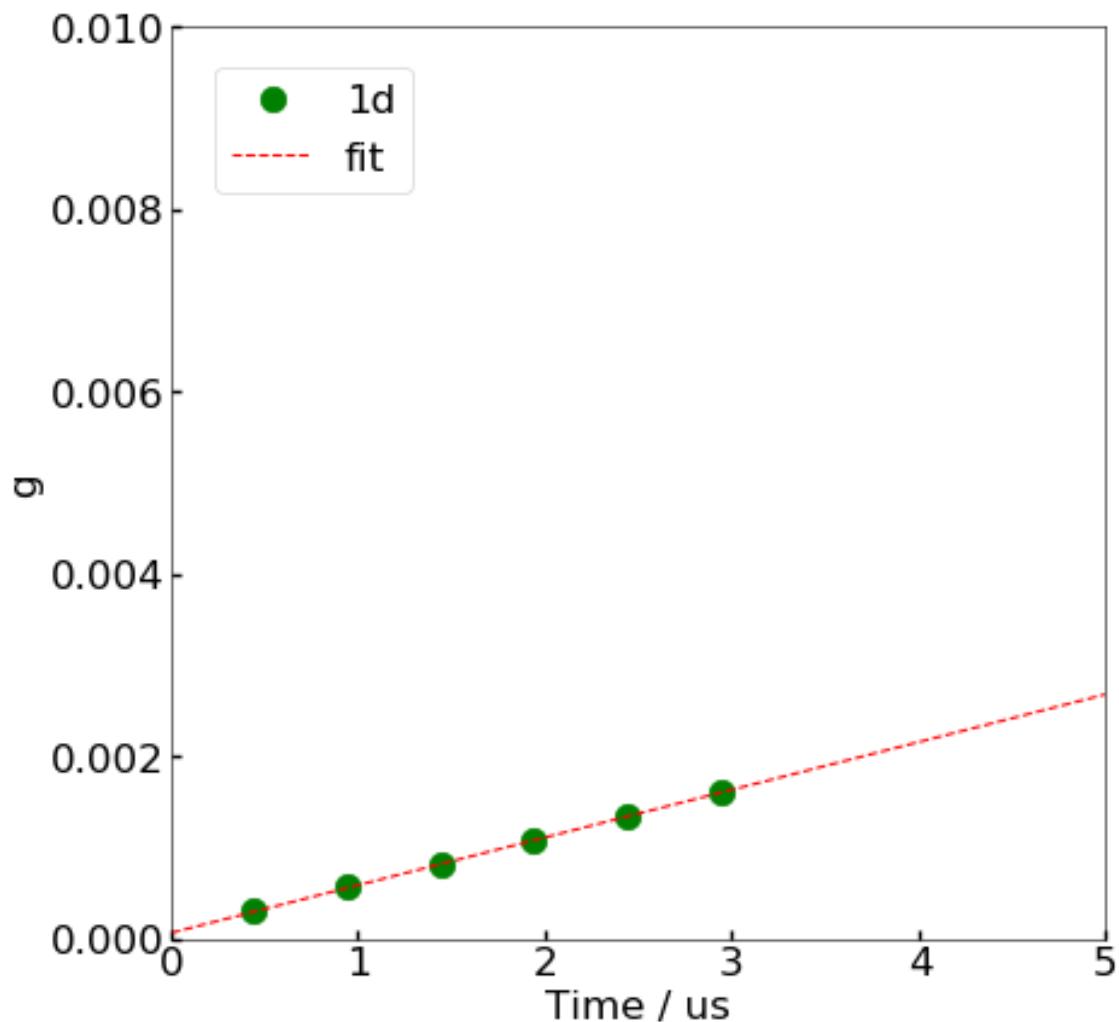


図 36 He 1.0 atm(チューブ内)での g の時間依存性

また, LSD 中に吸収されるエネルギーを計算するため, LSD から LSC への遷移のタイミングを各時刻でフレームレートを高くして写真を撮ることで判定した。以下の図のキャプションはレーザー発振からの時刻を示している。

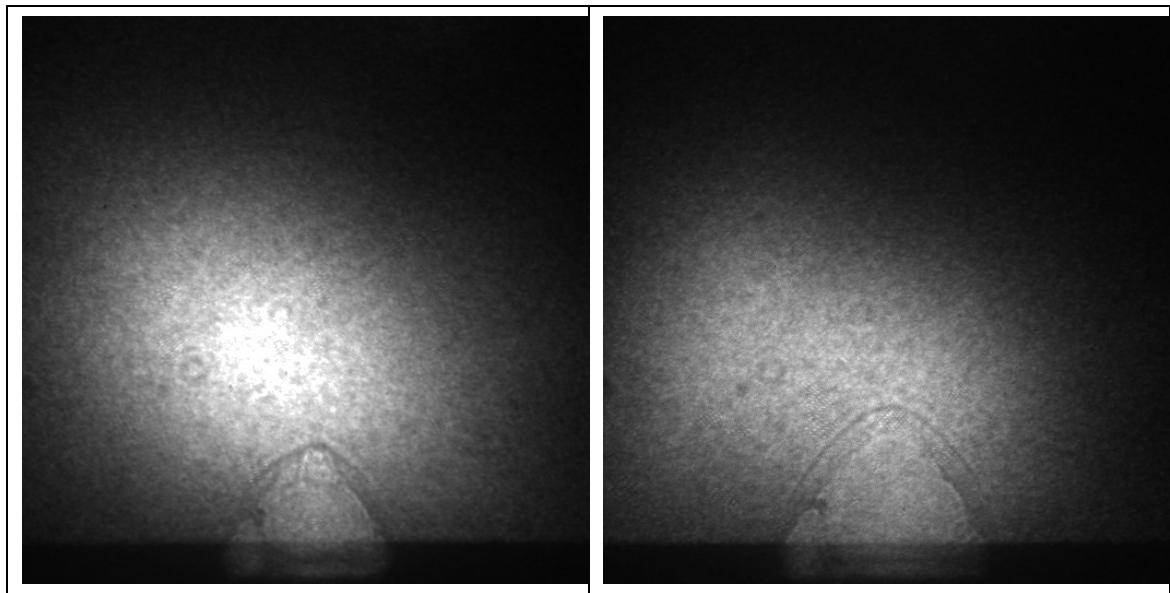


図 37 He 1.0 atm(自由空間)での termination(右: 750 ns 左: 500 ns)

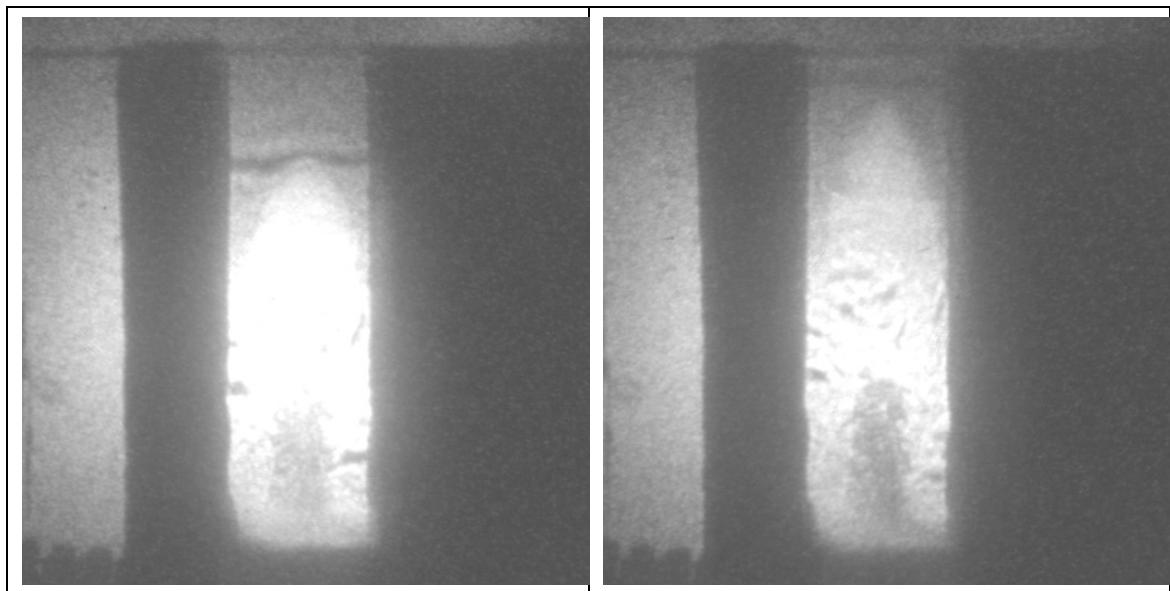


図 38 He 1.0 atm(チューブ)での termination(右: 2890 ns 左: 2540 ns)

これらの結果から、各種の効率は以下のようにもとまる。ここで一度、各効率の定義を述べる。 η_{LSD} は全レーザーエネルギーのうち、LSD 中に吸収されたエネルギーの割合、 $\eta_{Blastwave}$ は全レーザーエネルギーのうち、爆風波のエネル

ギーに変換された割合, η_{trans} は LSD 中に吸収されたエネルギーのうち, 爆風波のエネルギーに変換された割合である。

表 16 He 1.0 atm での各種変換効率

自由空間	
$\eta_{\text{Blastwave}}$	0.25
η_{LSD}	0.48
η_{trans}	0.54
チューブ内	
$\eta_{\text{Blastwave}}$	0.16
η_{LSD}	0.92
η_{trans}	0.17

3.2.2 空気での測定結果

空気 1.0 atm の条件で得られた衝撃波の進展の様子と時間変位を以下に示す。

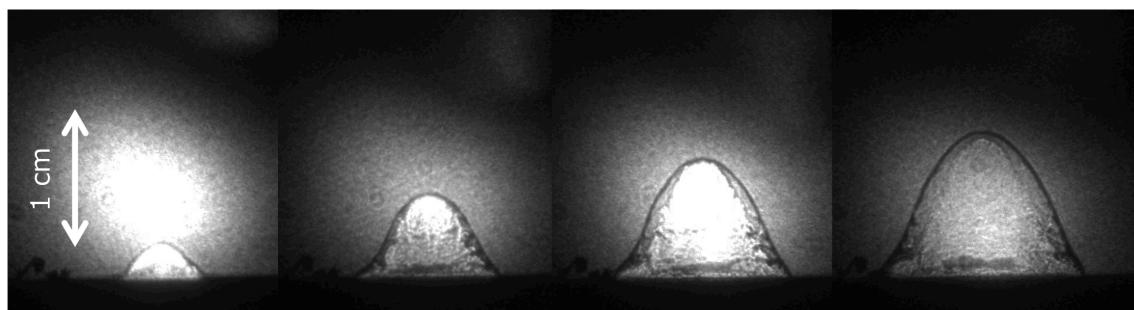


図 39 Air 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の進展の様子

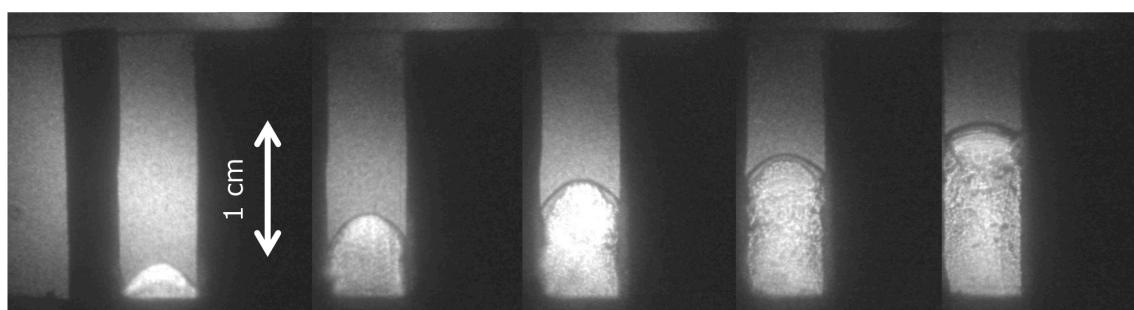


図 40 Air 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の進展の様子

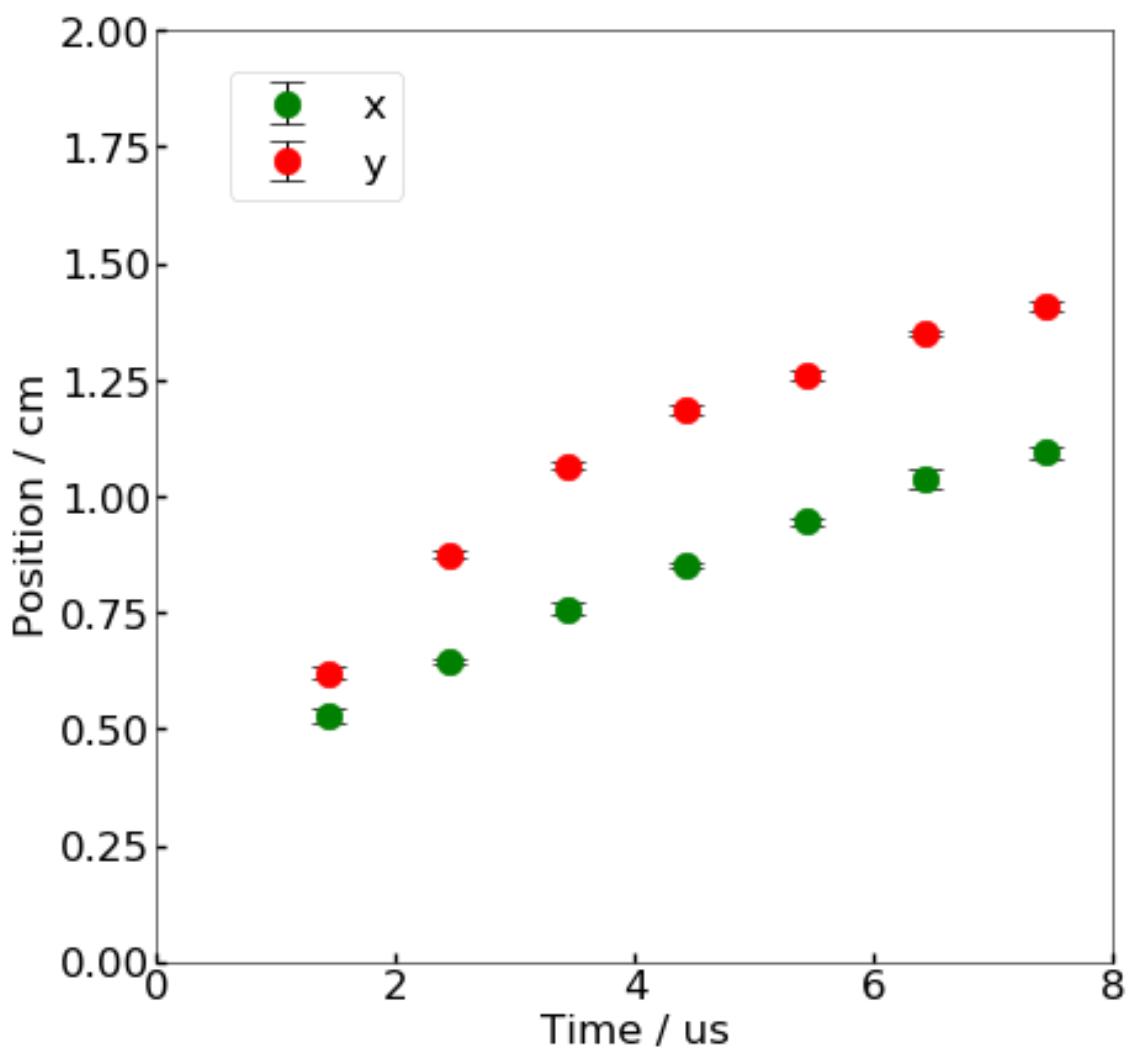


図 41 Air 1.0 atm(自由空間)での衝撃波の時間変位

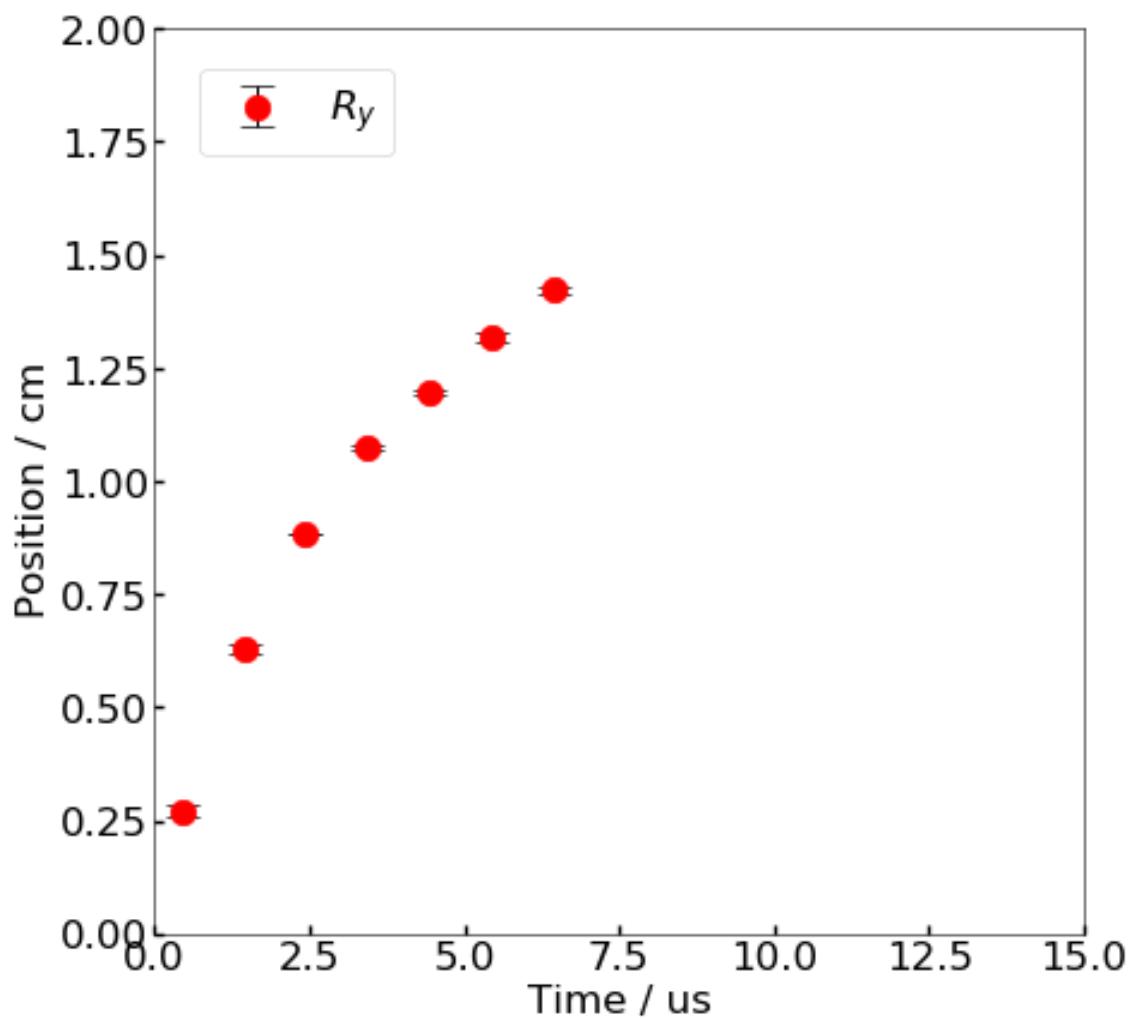


図 42 Air 1.0 atm(チューブ内)での衝撃波の時間変位

上の変位から得られた計算値 g とその fitting 直線を以下に示す。

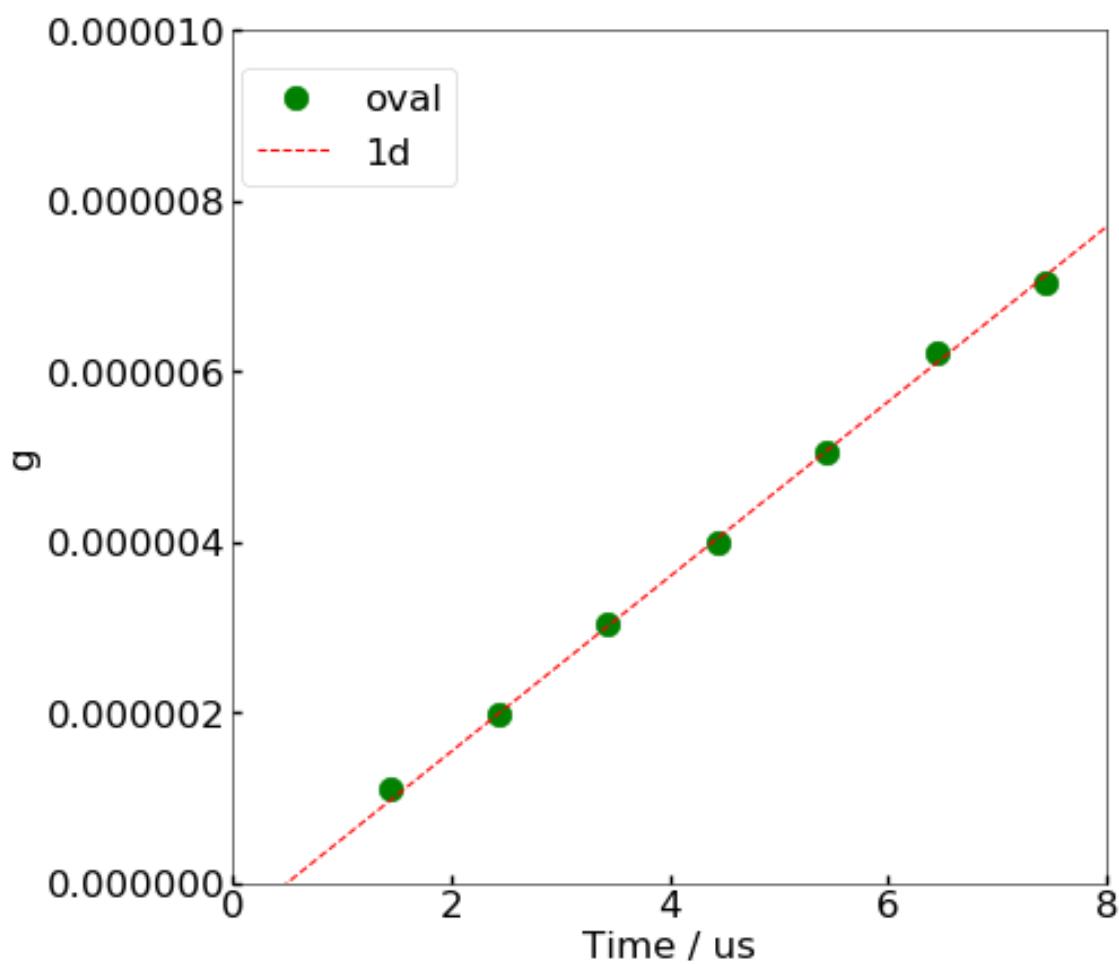


図 43 Air 1.0 atm(自由空間)での g の時間依存性

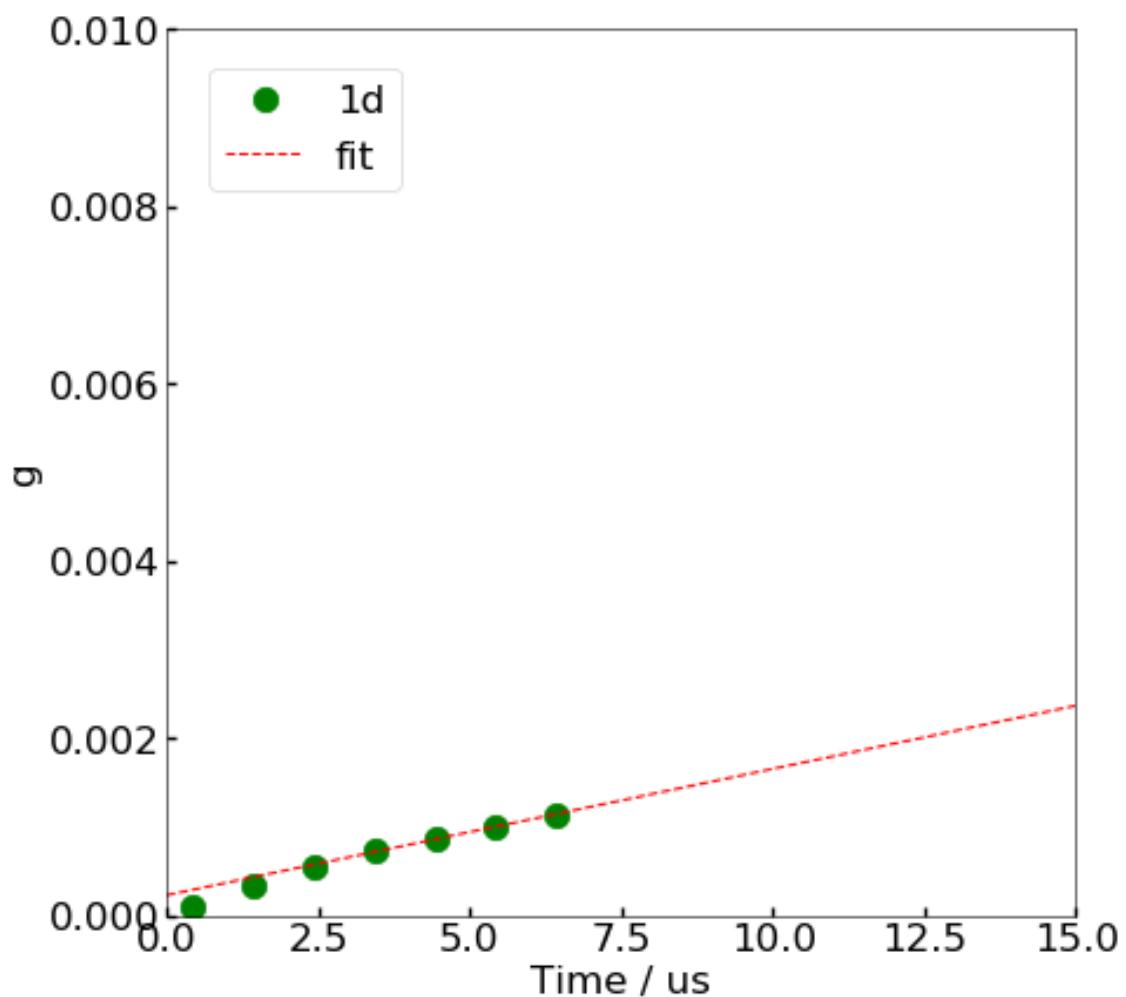


図 44 Air 1.0 atm(チューブ内)での g の時間依存性

また、LSD 中に吸収されるエネルギーを計算するため、LSD から LSC への遷移のタイミングを各時刻でフレームレートを高くして写真を撮ることで判定した。以下の図のキャプションはレーザー発振からの時刻を示している。

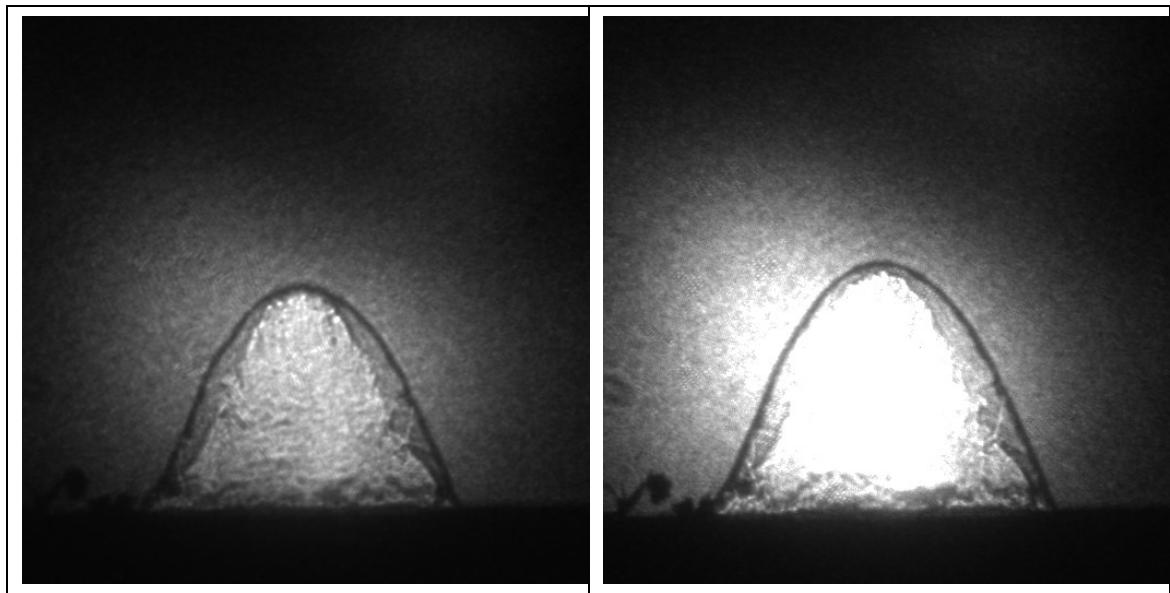


図 45 Air 1.0 atm(自由空間)での termination(右: 2500 ns 左: 3000 ns)

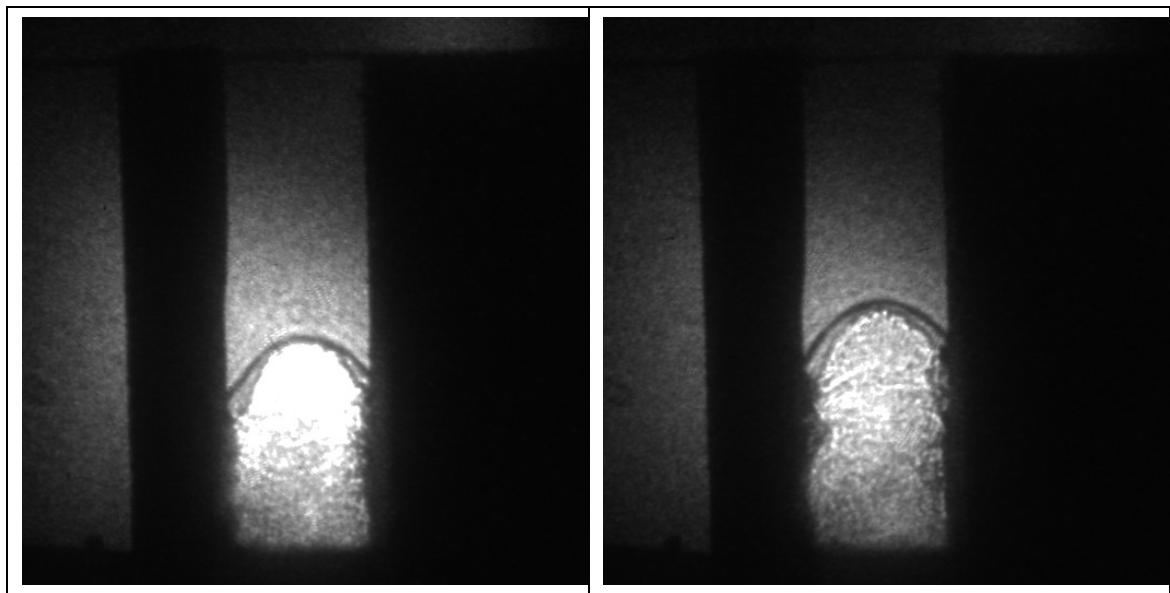


図 46 Air 1.0 atm(チューブ)での termination(右: 2280 ns 左: 2980ns)

これらの結果から、各種の効率は以下のようにもとまる。なおこれらの値はレーザー集光光学系の違いから[25]の結果と多少異なるが、おおよそ同程度である。

表 17 Air 1.0 atm での各種変換効率

自由空間	
$\eta_{\text{Blastwave}}$	0.34
η_{LSD}	0.93
η_{trans}	0.37
チューブ内	
$\eta_{\text{Blastwave}}$	0.13
η_{LSD}	0.93
η_{trans}	0.14

第4章 考察

4.1 電子数密度に関する考察

4.1.1 レーザー吸収長

3章の結果より、Ar 0.2 atm 及び He 1.0 atmにおいて電子数密度はレーザーの波長で決まるカットオフ密度(CO₂ レーザーの波長では 0.99×10²⁴ m⁻³ 程度)よりも低かった。そのため、プラズマ表面でレーザーの反射ではなく、プラズマに吸収されないレーザーエネルギーがあるとすれば透過によるものとなる。

本節ではレーザーの吸収長(レーザーの 64%が吸収されるのに必要なプラズマの長さ)を計算する。その 2,3 倍程度の長さがプラズマよりも短ければレーザーエネルギーの大部分は吸収されていると考えられる。クーロン衝突によるレーザー吸収長(本来はこれに電子と中性粒子の衝突による係数も加わる)はレーザー波長、電子数密度、電子温度によって以下のように記述される吸収係数の逆数としてもとまる[41]。

$$k_{IB} = \sigma_{ei} n_e n_i (\exp(hc / \lambda k T_e) - 1)$$
$$\sigma_{ei} = 1.37 \times 10^{-27} \lambda^3 / T_e^{1/2}$$

He 1.0 atm の 607 GW/m² におけるレーザー吸収長を以下の手順によって求めた。

- ①測定した電子数密度のピークの値から Saha の式(Appendix A)を使って電子温度を計算する。(この際、衝撃波による圧縮を考慮して、粒子数密度を標準大気の 2 倍の 5.38×10²⁵ m⁻³ とした)
- ②①で得られた電子温度、実験により得られた電子数密度、及びレーザーの波長を上式に代入し、レーザーの吸収係数を求める。
- ③レーザーの吸収係数の逆数をとってレーザー吸収長さとする。

これにより、得られたレーザーの吸収長は 0.22 mm とプラズマよりも十分短く、レーザーはプラズマによって十分吸収されていることがわかった。なお、この計算はレーザーの誘導放射を考慮しており、さらに電子と中性粒子の衝突による吸収を無視しているため、吸収長が長くなるような計算になっている。この結果から、1.3 節で述べたレーザーの反射、透過によるエネルギー損失はないと考えられる。

4.1.2 電離に使われるエネルギー割合

レーザー強度 S が照射されている波面が速度 u_1 で進展していると、単位体積あたりに S/u_1 のエネルギーが吸収されることになる。これに対して、電離に使われるエネルギー単位体積辺り $n_e \varepsilon_i$ となる。各レーザー強度での速度と電子数密度から、単位体積辺りの吸収エネルギーと電離に使われるエネルギーの比を以下に示す。

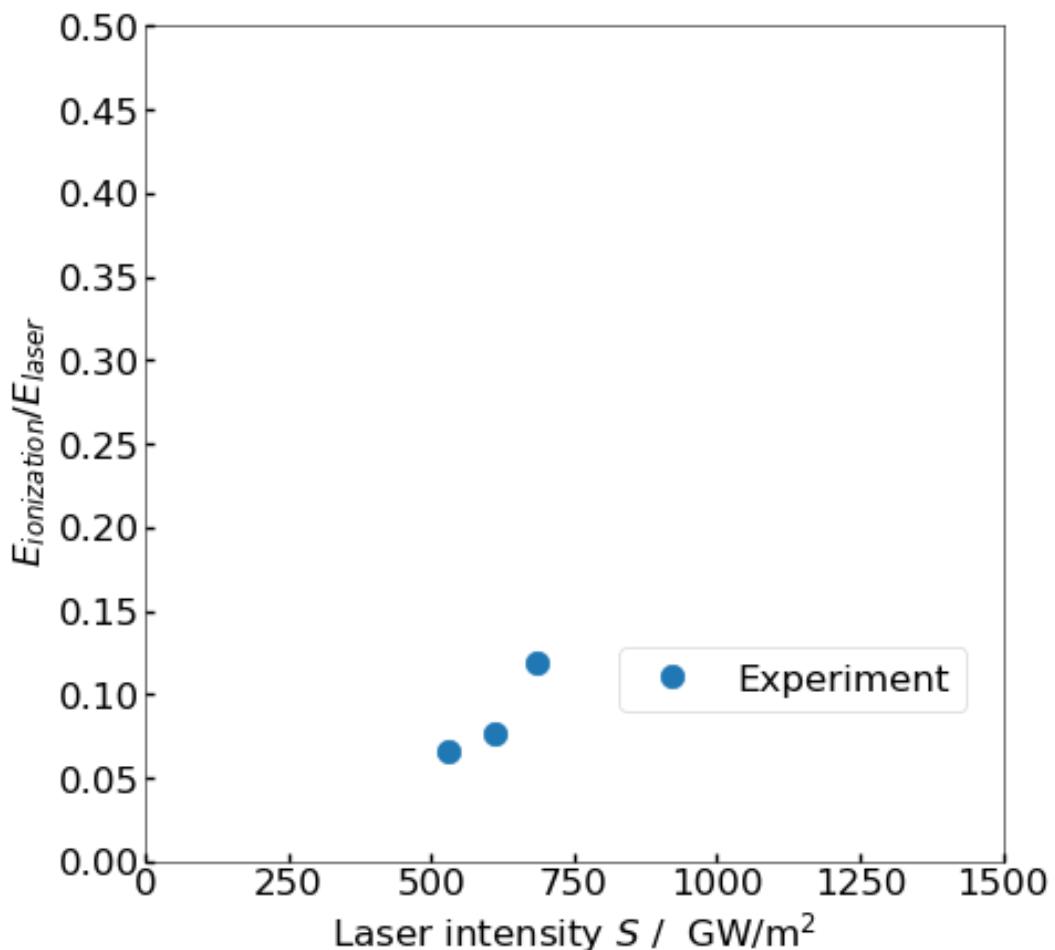


図 47 He 1.0 atm に置いて電離に使われる吸収レーザーエネルギーの割合

電離に使われるレーザーエネルギーの割合は、最大で 15% 程度であり、この損失を考慮してもユゴニオ解析は成立しなかった。また、重粒子から見たエネルギー損失は電離だけではないため、全ての効果を含んだ爆風波変換効率の測定が必要である

4.1.3 電子数密度分布の数値計算との比較

測定した電子数密度の1次元分布と、He 1.0 atmにおいて行われた数値計算結果を以下に示す。葛山らの計算は進展が定常的になるまでレーザー強度を 600 GW/m^2 として照射したものである。一方で白石の計算は実験と同様にレーザー強度を時間変化させ、600 GW/m^2 となった時点での計算結果である。この計算は進展速度、電子数密度の分布がともに実験値と近い。しかし、この分布にレーザー強度 600 GW/m^2 (一定)でレーザーを照射し続けると、分布は変化する(電子数密度が上がっていく)。これにより、現象の非定常性が示唆される。

数値計算と実験による電子数密度はオーダーでは一致しており、数値計算で使用されている電離モデルが現実の現象を再現していると言える。実験での電子数密度が計算よりも低い可能性の一つとして、現実ではレーザー軸に垂直方向へのエネルギー流出があることがあげられる。

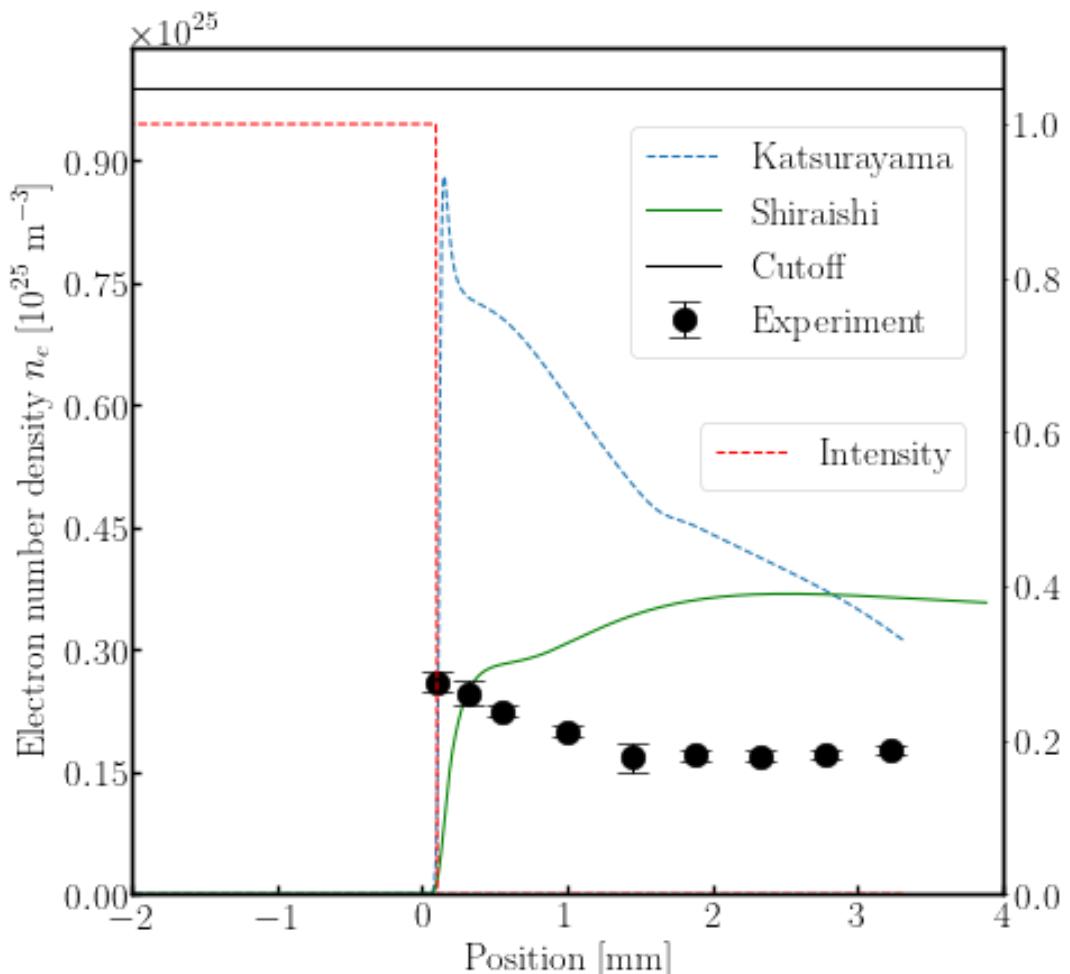


図 48 He 1.0 atm $S=600 \text{ GW/m}^2$ で電子数密度分布の比較(実験は 607 GW/m^2)

4.2 爆風波変換効率に関する考察

4.2.1 爆風波変換効率を考慮したユゴニオ解析

3章の結果から、He 1.0 atm の条件では、LSD 中に吸収されたエネルギーのうち、およそ 60%が衝撃波のエネルギーに変換されることがわかった(η_{trans})。LSD 中はこの効率が一定であると仮定し、ユゴニオ解析のレーザーエネルギーの項に効率をかけると、以下のようなユゴニオ解析の結果が得られる。

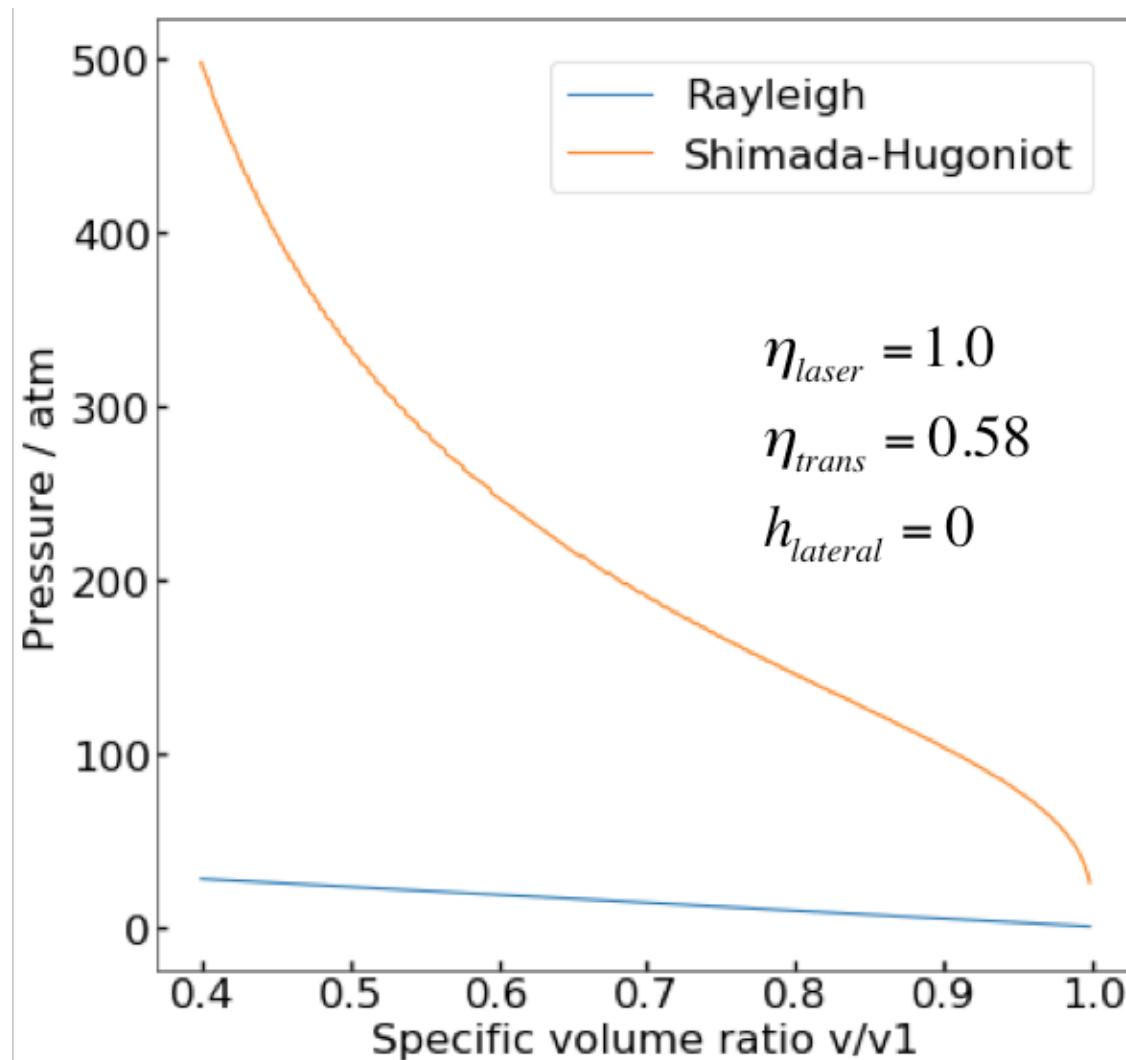


図 49 爆風波変換効率を考慮したユゴニオ解析(He 1.0 atm $S=600 \text{ GW/m}^2$)

上のグラフからわかる通り、重粒子のエネルギーに変換されない損失(電離に使われるエネルギー、プラズマの自発光として失われるもの)を考慮してもレーリー線とユゴニオ線は交わらない。この結果から、1.3節で述べた、吸収され

ても重粒子の過熱に使われないエネルギーはあるが、その影響を考慮しても He の進展速度が低い理由を説明するには不十分である。

また、数値計算における、マッハ数が 1 になる点(つまりユゴニオ解析で CJ 条件を適用した場合の解)での重粒子のエネルギー増分を吸収レーザーエネルギーで割ると、吸収エネルギーのうち、65%が重粒子のエネルギーに変換されていることがわかった。これは実験値による κ_{trans} よりも高いが、同じオーダーの値となっている。

4.2.2 チューブ内での爆風波変換効率について

He、空気両方の場合においてチューブ内の爆風波変換効率はともに自由空間での値よりも小さかった。 κ_{trans} で評価した場合にはさらにチューブと自由空間の差は顕著である。

チューブ内での効率が低かった原因として、計算の際にチューブ内は 1 次元の流れであると仮定したことがあげられる。実際には側壁での衝撃波の反射など、チューブ内は複雑な 3 次元流れが形成されていたため、先頭の衝撃波が平らになっていても 1 次元の爆風波エネルギーの式を適用できない。このため、チューブ内での爆風波変換効率は不正確であると考えられる。よって以下の考察では自由空間で測定された κ_{trans} を用いた。

4.3 ユゴニオ解析と横方向のエネルギー流れ

4.3.1 ヘリウム雰囲気での閉じ込めと termination 条件

3章で示した η_{LSD} の値からわかる通り, Heにおいては衝撃波を閉じ込めるチューブの有無によって LSD 維持時間が異なった(参考のため, 以下にレーザー発振からしばらくたった時の He プラズマと衝撃波の写真を示す). 空気においては LSD から LSC の遷移のタイミングはチューブの有無によって大きく変わらなかつた. この結果から, 特に He ではレーザー軸と垂直な方向へのエネルギーの流出の影響が大きいことが示唆された.

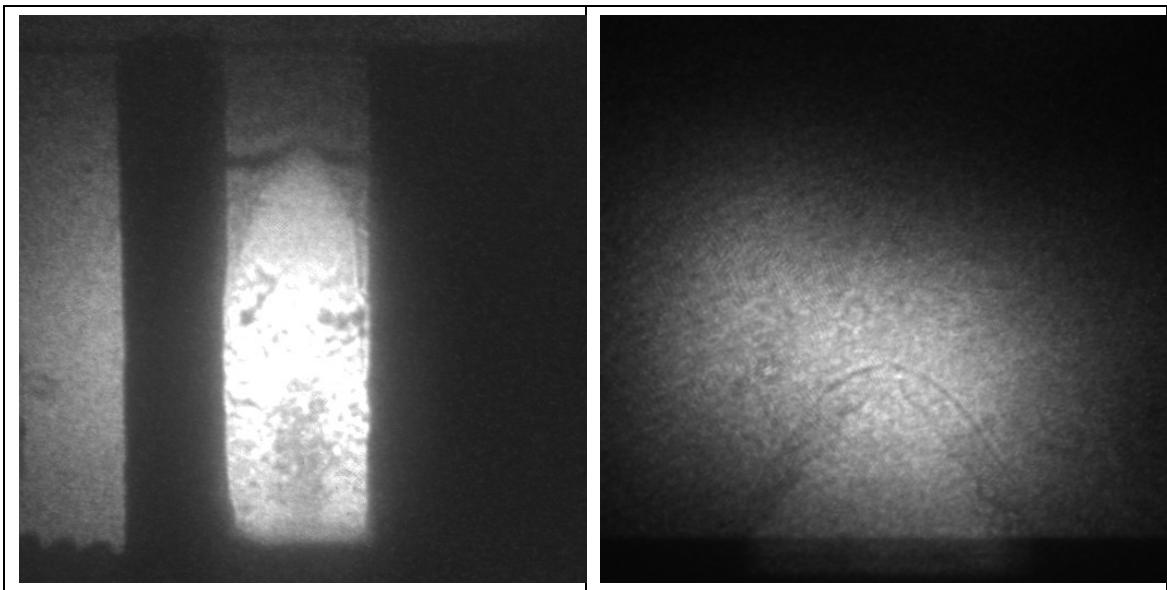


図 50 He 1.0 atm における termination 条件の変化(右: 2440 ns, 左: 1020 ns)

また, 自由空間では LSC だが, チューブ内では LSD となるレーザー強度における LSD 波面の進展速度を概算した(これはフレームレートの低い写真の比較によるものであり, 正確な計測にはチューブ内でよりフレームレートをあげて実験する必要がある). 概算の結果, チューブ内でレーザー強度 S がおよそ 120 GW/m^2 の時, 進展速度はおよそ 4300 m/s であった. これは自由空間での He の進展速度とレーザー強度の関係を外挿することでもとまる速度よりも数倍大きい. チューブでエネルギーを閉じ込めたことにより, 横方向へのエネルギー流出が減少し, 速度が上がったと考えられる.

4.3.2 横方向へのエネルギー流れを考慮したユゴニオ解析

4.2.1 節で示した通り、エネルギー変換効率 η_{trans} を考慮しても低い進展速度でのデトネーションを説明するには不十分である。上述した二つの損失以外に、どの程度レーザーエネルギーが損失していれば、ユゴニオ解析においてレーリー線とユゴニオ線が交わるようになるかを調べた。下図に示すように、600 GW/m² の He 1.0 atm の条件においては 97% のエネルギーが横方向に流出すると考えると実験で得られた速度が説明出来る。これは、プラズマの中心軸上では吸収エネルギーの大部分が横方向に流出していることを示唆している。よって、本研究で考えた効果だけでは進展速度説明できず、2 次元以上の計算が必要であると考えられる。プラズマはおよそ軸対称な形をなしているため、中心軸上は特異点となっており、97% というエネルギー流出が起きていると考えられる。

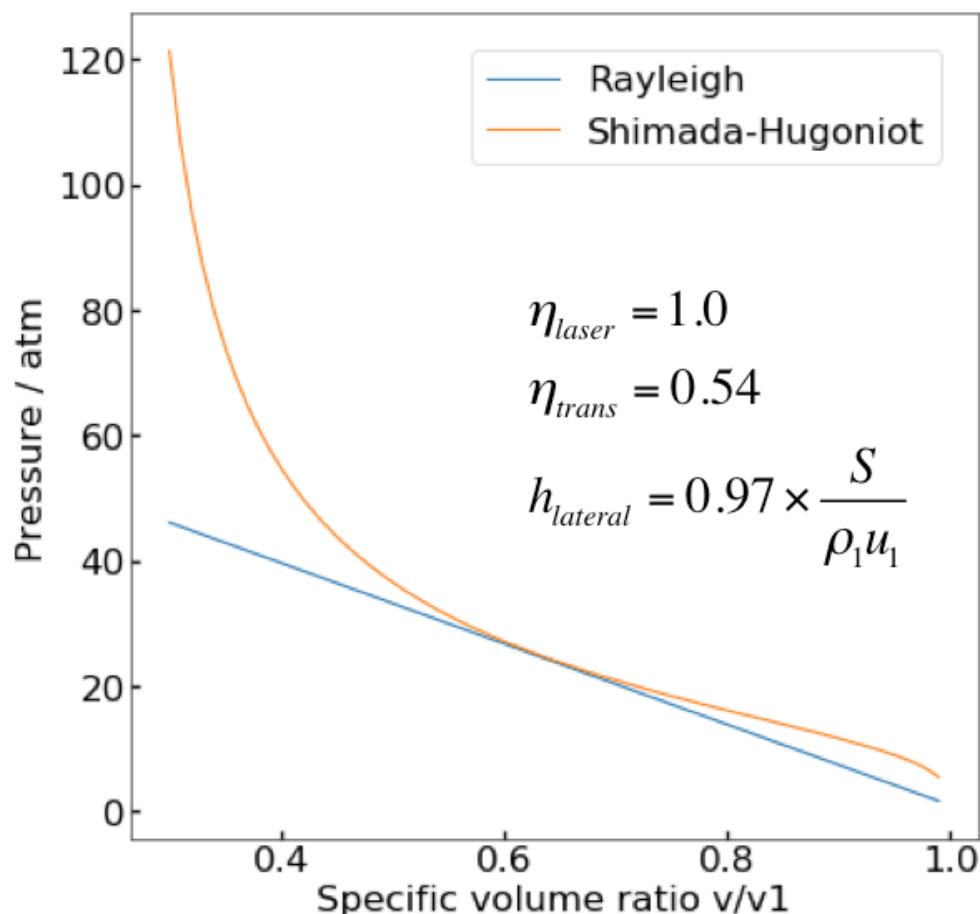


図 51 97% のエネルギーが横方向に流れるとした場合の He 1.0 atm 600 GW/m² でのユゴニオ解析

[32]から空気の LSD ではプラズマのレーザー軸方向進展速度が局所レーザー強度によらないことがわかっている。これはレーザー中心軸上から横方向へ大きなエンタルピー流出があることを示唆しており、本研究の結果と合致する。

空气中でも $\eta_{laser} = 1.0$ であると仮定して、上のようなユゴニオ解析を行った際の p-v 線図は以下のようになる。空気 1.0 atm の場合には、ユゴニオ解析が成立するための横方向へのエンタルピー流出が 85%程度だった。これは He の 97% よりも小さく、He 雰囲気での横方向へのエンタルピー流出おの影響が大きいことが示唆された。また、He のみに見られた閉じ込めによる Termination の遷移も同様のことを示唆している。

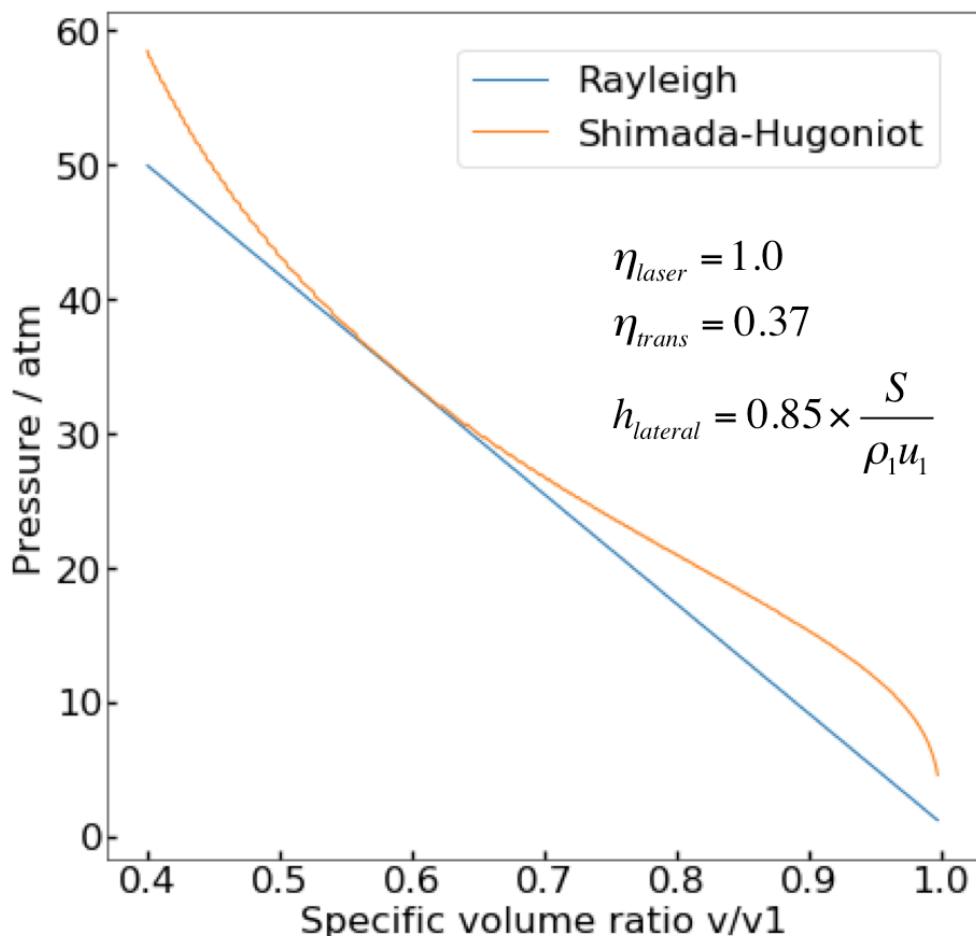


図 52 85%のエネルギーが横方向に流れるとした場合の空気 1.0 atm, 200 GW/m²でのユゴニオ解析

結論

実験による LSD 波面の進展速度(特に He において)が 1 次元の解析でモデル化可能かどうかを調べるため、通常のユゴニオ解析で考慮されない損失を実験的に測定し、その損失を考慮したユゴニオ解析を行った。その結果、He 1.0 atm の条件で以下の測定結果を得た。

- ・電子数密度はレーザー強度 $500\text{-}700 \text{ GW/m}^2$ の条件では $0.2\text{--}0.45 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 程度であり、プラズマでのレーザーの透過や反射による損失は無視できる。
- ・爆風波変換効率は 60%程度であり、この点をユゴニオ解析において考慮しても低い進展速度を説明することはできない。

上記の効果を考慮し、さらにプラズマ中心軸上で吸収エネルギーの 97%が横方向へ流失していると仮定すると低い実験値の速度が説明出来ることがわかつた。これより、レーザー中心軸上での吸収エネルギーは横に流れている可能性があり、1 次元のユゴニオ解析や数値計算では実験値の速度をモデル化できないことが示唆された。

また、He においてはチューブの閉じ込めによる termination 条件の変化など、横方向へのエネルギー流出を示唆する現象が見られた。

参考文献

- [1] E. Buchen, and D. DePasquale. 2014 Nano / Microsatellite Market Assesment[Online]. SpaceWorks Enterprises, Inc.(SEI).
- [2] K. Komurasaki, and B. Wang, “Laser Propulsion,” in *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, Chichester, UK: John Whiley & Sons, LTD (2010).
- [3] 葛山浩,小紫公也,荒川義博,“パルスレーザー推進による静止遷移軌道への単段打ち上げシステムの可能性,” 日本航空宇宙学会論文集, **54**, 625 (2006), pp. 63-76.
- [4] A. Kantrowitz, “Propulsion to orbit by ground based lasers,” *Astronautics and Aeronautics*, **10**, 74 (1972).
- [5] Y. P. Raizer, “Heating of Gas by a Powerful Light Pulse”, *Sov. Phys. JETP*, **21**, 5, pp.1009-1017 (1965).
- [6] A. N. Pirri, R. Schlier, and D. Northam, “momentum transfer and plasma formation above a surface with a high power CO₂ laser,” *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 3 (1972), pp. 79.
- [7] P. T. Rumbsy, M. M. Michaelis, and M. Burgess, “Laser induced acceleration of metal foils,” *Opt. Commun.*, **15**, 3 (1975), pp. 3-6.
- [8] L. N. Myrabo, “Breif History of the Lightcraft Technology Demonstrator (LTD) Project,” in *AIP Conference Proceedings*, **664** (2003), pp.49-60.
- [9] Y. A. Rezunkov, A. L. Safronov, A. A. Ageichik, M. S. Egorov, V. V. Stepanov, V. S. Rachuk, V. Y. Guterman, A. V. Ivanov, S.G. Rebrov, and A. N. Golikov, “Performance charactersitics of laser propulsion engine operating both in CW and in repetitively pulsed modes,” *AIP Conference Proceedings*, **830** (2006), pp.3-13.
- [10] A. Sasoh, “Laser-driven In Tube Accelerator,” *Review of Scientific Instruments*, **72**, (2001), pp.1893-1898.
- [11] N. Ohnishi, Y. Ogino, K. Sawada, T. Ohtani, and A. Sasoh, “Numerical Analysis of Laser-Driven In-Tube Accelerator Operation,” 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 2005, 749, Reno, Nevada, Jan. 2005.
- [12] D. Tran, C. Xie, and K. Mori, “Impulse Generation and Stabilization Performance of a Doughnut-Spherical Laser Launch System,” *Journal of Propulsion and Power*, **35**, 6 (2019), pp. 1057-1064.
- [13] S. L. Mandelshtam, P. P. Pashinin, A. M. Prokhorov, and N. K. Sukhodrev,

- “Investigation of the Spark Discharge Produced in the Air by Focusing Laser Radiation,” *Sov. Phys. JETP*, **22**, 1 (1966), pp. 91-96.
- [14] S. A. Ramsden, and A. A. Savic, “Radiative Detonation Model for the Development of a Laser-Induced Spark in Air,” *Nature*, **203** (1964), pp. 1217-1219.
- [15] W. E. Maher, “Experimental Study of Ignition and the Propagation of Laser-Supported Detonation Waves,” *J. Appl. Phys.*, **45**, 5 (1974), pp. 2138.
- [16] V. A. Boiko, V. A. Danilychev, B. N. Dunanov, V. D. Zvorykin, and I. V. Kholin, “Observation of Supersonic Radiation Waves in Gases Generated by CO₂ Laser Radiation,” *Kvantovaya Elektron*, **5** (1978), pp. 216-218.
- [17] V. I. Fisher, “Fast Gas-Ionization Wave in High Power Laser Beam,” *ZH. Tekh. Fiz.*, **79** (1980), pp. 1083-1088.
- [18] V. I. Fisher, and V. M. Kharash “Fast Gas-Ionization wave in a Laser Beam,” *ZH. Tekh. Fiz.*, **83** (1982), pp.1738-1746.
- [19] Y. Chen, J. W. L. Lewis, and C. Parigger, “Spatial and Temporal Profiles of Pulsed Laser-Induced air Plasma Emissions,” *JQSRAE*, **67**, 2 (2000), pp. 91-103.
- [20] K. Shimamura, K. Komuraaski, J. A. Ofosu, and H. Koizimi, “Precursor Ionizarion and Propagation Velocity of a Laser-Absorption Wave in 1.053 and 10.6- μ m Wavelengths Laser Radiation,” *IEEE*, **42**, 10 (2014).
- [21] K. Shimamura, J. A. Ofosu, K. Komurasaki, and K. Koizumi, “Predicting Propagation Limits of Laser-supported Detonation by Hugoniot-analysis,” *Japanese Journal of Applied Physics*, **54**, 016201 (2015).
- [22] K. Matsui, T. Shimano, J. A. Ofosu, K. Komurasaki, T. Schoenherr, and H. Koizumi, “Accurate propagation velocity measurement of laser supported detonation waves,” *Vacuum*, **136**, 171 (2016).
- [23] T. Shimano, J. A. Ofosu, K. Matsui, K. Komurasaki, and K. Koizumi, “Laser-Induced Discharge Propagation Velocity in Helium and Argon Gases,” *Trans. JSASS*, **60**, 6 (2017), pp. 378-381.
- [24] K. Mori, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, “Influence of the Focusing f Number on the Heating Regime Transition in Laser Absorption Waves,” *J. Appl. Phys.*, **92** (2002), pp.5663-5667.
- [25] K. Mori, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, “Energy Transfer from a Laser Pulse to a Blast Wave in Reduced-Pressure Air Atmospheres,” *J. Appl. Phys.*, **95**, 11 I

(2004), pp.5979-5983.

- [26] M. Ushio, K. Komurasaki, K. Kawamura, and Y. Arakawa, "Effect of Laser Supported Detonation Wave Confinement on Termination Conditions," *Shock Waves*, **18** (2008), pp.35-39.
- [27] 三島健太, 葛山浩, 加藤泰生, "多温度熱非平衡を伴う黒体先行輻射加熱モデルを使用したレーザー支持デトネーション波の一次元数値解析" *プラズマ応用科学*, **24**, 1 (2016), pp. 27-34.
- [28] 葛山浩, 石田樹, "希ガス中を伝播するレーザー支持デトネーションの数値解析" 第 63 回宇宙科学技術連合講演会, 3R05, 久留米, 2019 年 11 月.
- [29] 白石裕之, "現実的な照射強度変化に対するレーザー支持爆轟波(LSD)の非定常解析" 第 63 回宇宙科学技術連合講演会, 3R03, 久留米, 2019 年 11 月.
- [30] Y. Ogino, N. Ohnishi, K. Sawada, and A. Sasoh, "Numerical Analysis of Expanding Nonequilibrium Plasma in a Gas-Driven Laser Propulsion," 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 2006, 1358, Reno, Nevada, Jan. 2006.
- [31] T. Shimano, Master thesis (2016).
- [32] K. Matsui, Doctoral thesis (2020).
- [33] J. A. Ofosu, K. Matsui, K. Kanda, K. Komurasaki, K. Koizumi, "Applicability of 1-D Laser-Induced Discharge Model to Discharges Extending in Large Beam Diameters: a Case Study in Helium Gas," *Frontier of Applied Plasma Technology*, **11**, 2 (2018).
- [34] J. A. Ofosu, Doctoral thesis (2019).
- [35] K. Dzierzega, and K. Musio, "Stark Broadening and Shift of ArII lines," *J. Quant. Spectroscop. Transfer*, **57**, 6 (1994), pp.747-754
- [36] H. R. Griem, "Spectral line Broadening by plasmas," Academic press, New York (1974).
- [37] A. Gawton, S. Maurmann, F. Botthcer, A. Meckler, and H. J. Kunze, "He II P_a Stark Broadening and intensity ratio of C IV and C III lines calibrated with Thomson scattering for high-density plasma diagnostics," *38*, 9 (1988), pp.4737-4742.
- [38] A. M. El Sherbini, T. M. El Sherbeni, H. Hegazy, G. Cristoforetti, S. Legananioli, V. Palleschi, L. Pardini, A. Salvetti, and E. Tognomi, "Evaluation of self-absorption coefficients of aluminum emission lines in laser-induced breakdown spectroscopy measurements," *Spectrochimica B*, **60** (2005), pp.

1573-1579.

- [39] F. O. Bredice, H. O. DI Rocco, H. M. Sobral, M. Villagranmuniz, and V. Palleschi, “A New Method for Determination of Self-Absorption Coefficients of Emission Lies in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Experiments,” *Applied Spectroscopy* (2010).
- [40] 遠藤琢磨 “デトネーションの熱流体力学 2”, 理工図書 (2011)
- [41] N. H. Kemp, and P. F. Lewis, “Laser-Heated Thruster Interim Report,” *NASA CR 161665* (1980).

謝辞

修士課程の2年間において、多くの方のご助力を賜り、本研究を修士論文としてまとめることができましたので、ここに感謝の意を記させていただきます。

指導教員の小紫公也教授には学部4年の頃から大変お世話になりました。4年生の頃から学会発表をさせて下さるなど、成長する機会をたくさんいただきました。自分で自由に考えて研究を進められる環境を作ってくださいり、その中で2週間ごとに研究の進捗に関して議論する機会をもうけて下さるなど、大変丁寧なご指導をいただきました。特に修士課程では”自分で考える力”が成長したのはひとえに先生のもとで研究をさせていただいたおかげであると思っています。ありがとうございました。

小泉宏之准教授には研究室の輪講などで、研究内容に関する大変的確なご指摘をたくさんいただきました。また、輪講でのガイダンスでは発表スライドの作成方法や、良い実験を行うための方法論などの話をしてくださいり、在学中はもちろん、今後も役立つ情報をいただきました。飲み会などでも話しかけてくださいり、大変楽しい時間を過ごさせていただきました。

大同大学の白石裕之教授、山口大学の葛山浩准教授とは共同研究をさせて頂く機会をいただきました。レーザーデトネーションの数値計算のデータを提供して頂くだけでなく、計算に関する細かいことまでたくさん教えていただきました。そのおかげで多少は数値計算をされている方の視点を持つことができ、より深くレーザー放電の物理を理解することができたと思っています。

小紫小泉研究室のみなさま、特にレーザー推進、マイクロ波ロケット班の先輩方には大変お世話になりました。レーザー班の松井康平さん,Joseph Ofosuさんは学部4年の頃から、実験や研究のやり方を1から教えていただきました。どんなに忙しくとも話を聞いてくださったことに深く感謝しております。また、マイクロ波ロケット班の田畠邦佳と中村友祐さんは研究で行き詰った際に大変参考になるアドバイスをいただき、視点を変えることで解決方法が見えてくることがしばしばありました。

これほど楽しい3年の研究生活を送れたのはひとえに研究室の同期のみんなのおかげだと思っています。修士課程からマイクロ波ロケットの研究を始めた竹内くんとは議論を交わすことが多く、同期と深い研究の話ができるとても嬉

しかったです。また、柏キャンパスでほとんど毎日顔を合わせていた山田くん、龍野くん、内藤くん、安宅くんとはいつも、くだらない話題で楽しく盛り上がり、その時間が研究にもプラスに働いたと思います。ありがとうございました。

最後に、修士課程の2年間でお世話になった友人、家族に心より感謝を申し上げます。

研究業績

国内学会発表(○は発表者)

- 神田圭介, 松井康平, 小紫公也, 小泉宏之, 葛山浩, 白石裕之, "希ガス中に誘起されるレーザー支持爆轟波の分光計測と CFD との比較," 第 63 回宇宙科学技術連合講演会, **3R02**, 2019 年 11 月, 徳島.
- 松井康平, 神田圭介, 小紫公也, 小泉宏之, "レーザー入射に対して斜め方向に伝播するレーザー支持デトネーション波の伝播速度," 第 63 回宇宙科学技術連合講演会, **3R01**, 2019 年 11 月, 徳島.
- 神田圭介, 松井康平, テオ・ルッセル, 小紫公也, 小泉宏之, 葛山浩, 白石裕之, "デトネーション型レーザー推進機におけるプラズマ数密度の計測結果と CFD の比較," 日本航空宇宙学会 第 50 期 年会講演会, **1B12**, 2019 年 4 月, 東京.
- 松井康平, 神田圭介, 小紫公也, 小泉宏之, "レーザー砲でんにおけるレーザー径及び電離波面形状が伝播速度に与える影響," 第 59 回航空原動機・宇宙推進講演会, **2A06**, 2019 年 3 月, 岐阜.
- 神田圭介, 松井康平, 小紫公也, 小泉宏之, "プラズマ発行分光によるレーザー支持デトネーションの電離効率評価," 第 62 回宇宙科学技術連合講演会, **2N12**, 2018 年 10 月, 福岡.
- 神田圭介, Joseph A. Ofosu, 松井康平, 小紫公也, 小泉宏之, "レーザー推進に向けたアルゴン及びヘリウムプラズマの発行分光計測," 第 61 回宇宙科学技術連合講演会, **2N12**, 2017 年 10 月, 新潟.

国際学会発表(○は発表者)

- K. Matsui, K. Kanda, K. Komurasaki, and H. Koizumi, "Influence of small beam diameter on propagation velocity of laser-induced discharge," 32nd, International Symposium on Space Technology and Science, Jun. 2019, Fukui Japan
- K. Kanda, K. Matsui, T. Rousell, K. Komurasaki, H. Katsurayama, and H. Shiraishi, "Comparison of Measured and Computed Plasma Densities at Laser Supported Detonation Waves," The 12th International Workshop on Plasma Application and Hybrid Functionally Materials Jointed with The 6th Workshop on Discharge Induced in High-Energy Electromagnetic Beam, March. 2019, Okinawa Japan.

論文

- J. A. Ofosu, K. Matsui, K. Kanda, K. Komurasaki, K. Koizumi, “Applicability of 1-D Laser-Induced Discharge Model to Discharges Extending in Large Beam Diameters: a Case Study in Helium Gas,” *Frontier of Applied Plasma Technology*, **11**, 2 (2018). 査読あり
- K. Kanda, K. Matsui, T. Rousell, K. Komurasaki, H. Katsurayama, and H. Shiraishi, “Comparison of Measured and Computed Plasma Densities at Laser Supported Detonation Waves,” *Frontier of Applied Plasma Physics*, **28** (2019). 査読なし

Appendix A Saha の式の解法について

本研究においては以下に示す Saha の式を用いて、電子数密度の値から電子温度を計算している。

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{U_{r+1}}{U_r} \exp\left(-\frac{E_r}{k T_e}\right)$$

ただし、式内の文字は以下のものを表している。

n_{r+1} : r+1 倍電離のイオン数密度

n_r : r 倍電離のイオン数密度

n_e : 電子数密度

m_e : 電子の質量

k : ボルツマン定数

T_e : 電子温度

h : プランク定数

U_{r+1} : r+1 倍のイオンの分配関数 (電子温度の関数)

U_r : r 倍のイオンの分配関数 (電子温度の関数)

E_r : r 倍のイオンの電離エネルギー

Saha の式を電子温度について解くことは困難である。そのため、実際には様々な電子温度で実現される電子数密度を計算し、計算値が測定した電子数密度と一致する電子温度を答えとしている。

本研究においては、2 倍電離までを考慮するため、全重粒子数密度 n_n を仮定し、 $r=0,1$ とした Saha の式を連立して解いた。

具体的に解く式は、 $n_e = n_1 + n_2$ であるため、 n_0, n_1, n_2 について以下の三つの連立方程式となる。

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{n_0} n_e &= \frac{n_1}{n_0} (n_1 + 2n_2) = \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{U_1}{U_0} \exp\left(-\frac{E_0}{k T_e}\right) \\ \frac{n_2}{n_1} n_e &= \frac{n_2}{n_1} (n_1 + 2n_2) = \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{U_2}{U_1} \exp\left(-\frac{E_1}{k T_e}\right) \\ n_n &= n_0 + n_1 + n_2 \end{aligned}$$

解くべき連立方程式は非線形であるため、多変数のニュートン法を用いて答えを求めた。連立方程式 $\mathbf{f}(\mathbf{x})=\mathbf{0}$ を多変数のニュートン法で解く場合、以下のように変数ベクトル \mathbf{x} を更新していき、収束した点が答えとなる。

$$\mathbf{x}_{new} = \mathbf{x}_{old} - (\mathbf{J}^{-1})\mathbf{f}(\mathbf{x}_{old})$$

ただし、 \mathbf{J}^{-1} は $\mathbf{x}=\mathbf{x}_{old}$ における $\mathbf{f}(\mathbf{x})$ のヤコビアン行列の逆行列である。

本研究では、2価のイオンまで考慮した場合の Saha の式を解くため、以下のように連立方程式を変形して多変数のニュートン法を用いた。

$$\begin{aligned}\mathbf{n} &= \begin{pmatrix} n_0 \\ n_1 \\ n_2 \end{pmatrix} \\ \mathbf{f}(\mathbf{n}) &= \begin{pmatrix} n_1(n_1 + 2n_2) - f_1(T_e)n_0 \\ n_2(n_1 + 2n_2) - f_2(T_e)n_1 \\ n_0 + n_1 + n_2 - n_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{J} &= \begin{pmatrix} -f_1 & 2n_1 & 2n_1 \\ 0 & n_2 - f_2 & 4n_2 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}f_1(T_e) &= \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{U_1}{U_0} \exp\left(-\frac{E_0}{k T_e}\right) \\ f_2(T_e) &= \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{U_2}{U_1} \exp\left(-\frac{E_1}{k T_e}\right)\end{aligned}$$

これらより、各電子温度 T_e における電子数密度を求める。電子数密度が測定値と一致する電子温度が求める答えとなる。

Appendix B Hugoniot 解析の簡単な数値的解法とコード

レーザー推進におけるユゴニオ解析は、加熱率 Q が進展速度の関数であるため、化学デトネーションにおける解析より複雑である。レーリー線は単純な式で表せるが、ユゴニオ線(Shimada-Hugoniot)を求める際には[21]に示されるような3次方程式を解く必要がある。

解くべき3次式は複雑な式で、(少なくとも筆者にとっては)計算ミスの原因となつた。また、基礎式に小さな改変(例えば横方向に質量が流出するように時)をする場合、[21]のような形になるように1から式変形をする必要があり、柔軟性に乏しい。

そこで、ここでは計算機を用いて、単純な式変形で直感的に Hugoniot 解析を行う手法について述べる。また、本節の最後に本研究で用いた Hugoniot 解析のソースコードを掲載した。

LSD における Hugoniot 解析に用いる基礎式は1章で述べた通り、以下の3式である。

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 &= \rho_2 u_2 \\ \rho_1 u_1^2 + p_1 &= \rho_2 u_2^2 + p_2 \\ \frac{1}{2} u_1^2 + \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{S}{\rho_1 u_1} &= \frac{1}{2} u_2^2 + \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \frac{p_2}{\rho_2} \end{aligned}$$

ここで、レーリー線とユゴニオ線は数学的にどのようなものかを考える。まず、レーリー線もユゴニオ線も p - v 線図上で線となる。これは、ある密度 ρ_2 において p_2 の値がどうなるかを表す式であることを意味している。

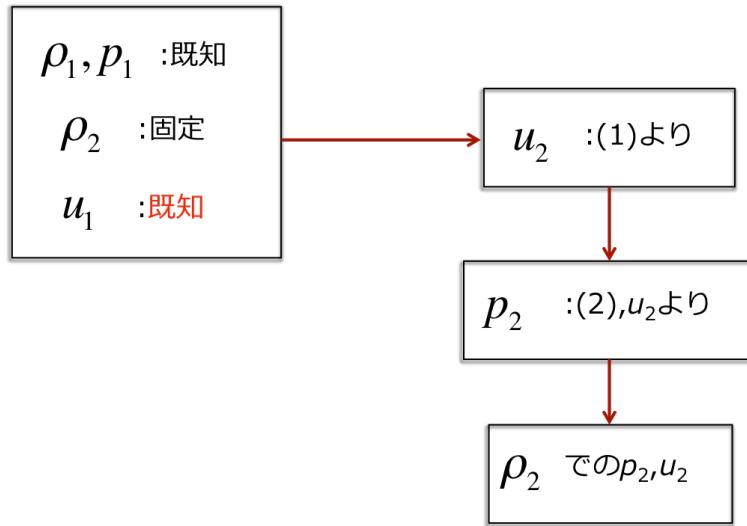
三つの基礎式をある密度 ρ_2 において何かしらの未知数を求める式と考えると、以下のように変形できる。

$$u_2(\rho_2, u_1) = \frac{\rho_1 u_1}{\rho_2} \quad (1)$$

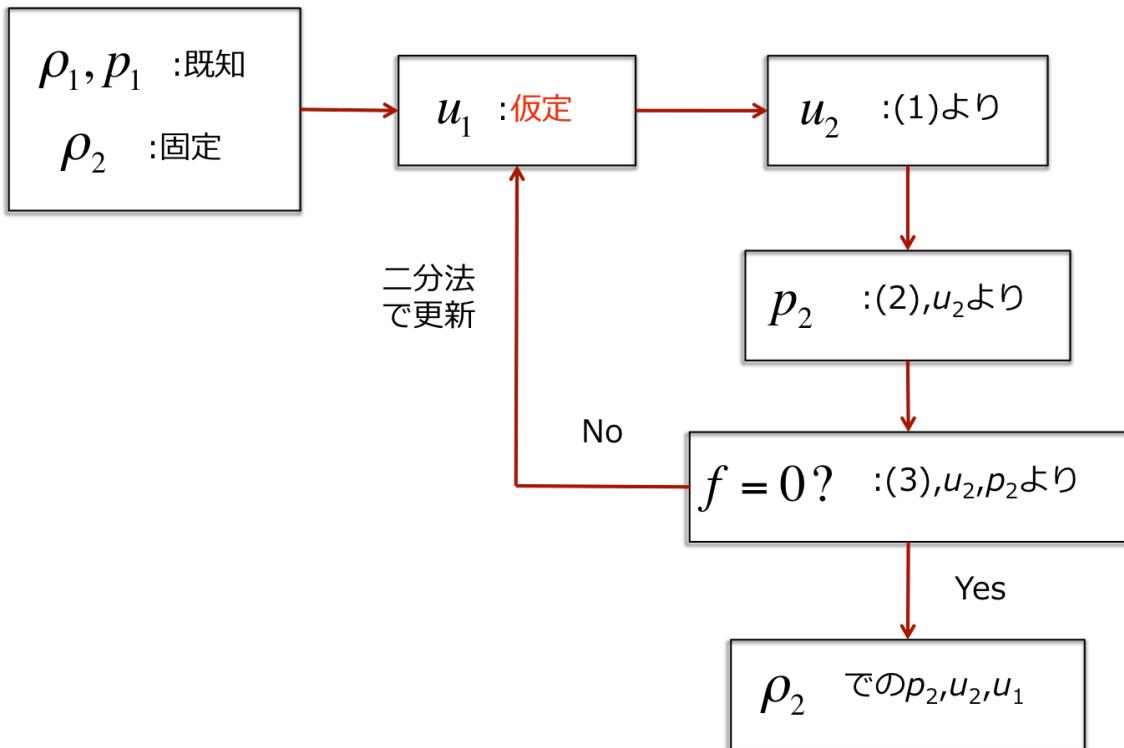
$$p_2(\rho_2, u_1, u_2) = \rho_1 u_1^2 + p_1 - \rho_2 u_2^2 \quad (2)$$

$$f(\rho_2, u_1, u_2, p_2) = \frac{1}{2} u_1^3 + \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_1}{\rho_1} - \frac{1}{2} \rho_2 u_2^2 + \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \frac{p_2}{\rho_2} \right) u_1 + \frac{S}{\rho_1} \quad (3)$$

レーリー線を求める際には u_1 は既知の値とするため、以下のようなプロセスで、ある密度 ρ_2 における未知数 u_2 と p_2 が求まり、p-v 線図上の 1 点が求まる。以下のプロセスを様々な密度 ρ_2 で行い、レーリー線が求まる。



レーリー線では質量保存と運動量保存の式によって未知数である u_2 と p_2 を求めた。これに対して、ユゴニオ線はさらに u_1 も未知数としてエネルギー式を用いる。エネルギー式は u_1 に対して解くのがややこしいため、以下のように u_1 を一度仮定して二分法などで正しい u_1 を求める。



以下にユゴニオ解析を行い, p - v 線図を出力する python3 のソースコードを掲載する. 動作環境は Anaconda3 の spyder

ソースコードは以下の url に公開している.

<https://drive.google.com/open?id=1U4E7Lnd1rRfAVgo4yCQR3c5SLJQ5WY-7>

Appendix C 高速度カメラ Ultra8 の使い方

配線について

パソコンは dell の古いもので動作

カメラの最終的な配線は以下の写真のようになる。



カメラの各配線は以下の機器につなぐ。

電源ポート → 通常の 100 V 電源ソケット

光ファイバー blue → パソコン側の blue とラベルの貼つてあるポート

光ファイバー red → パソコン側の red とラベルの貼つてあるポート

Trig IN TTL → Pulse Delay Generator の立ち上がり信号を出すポート

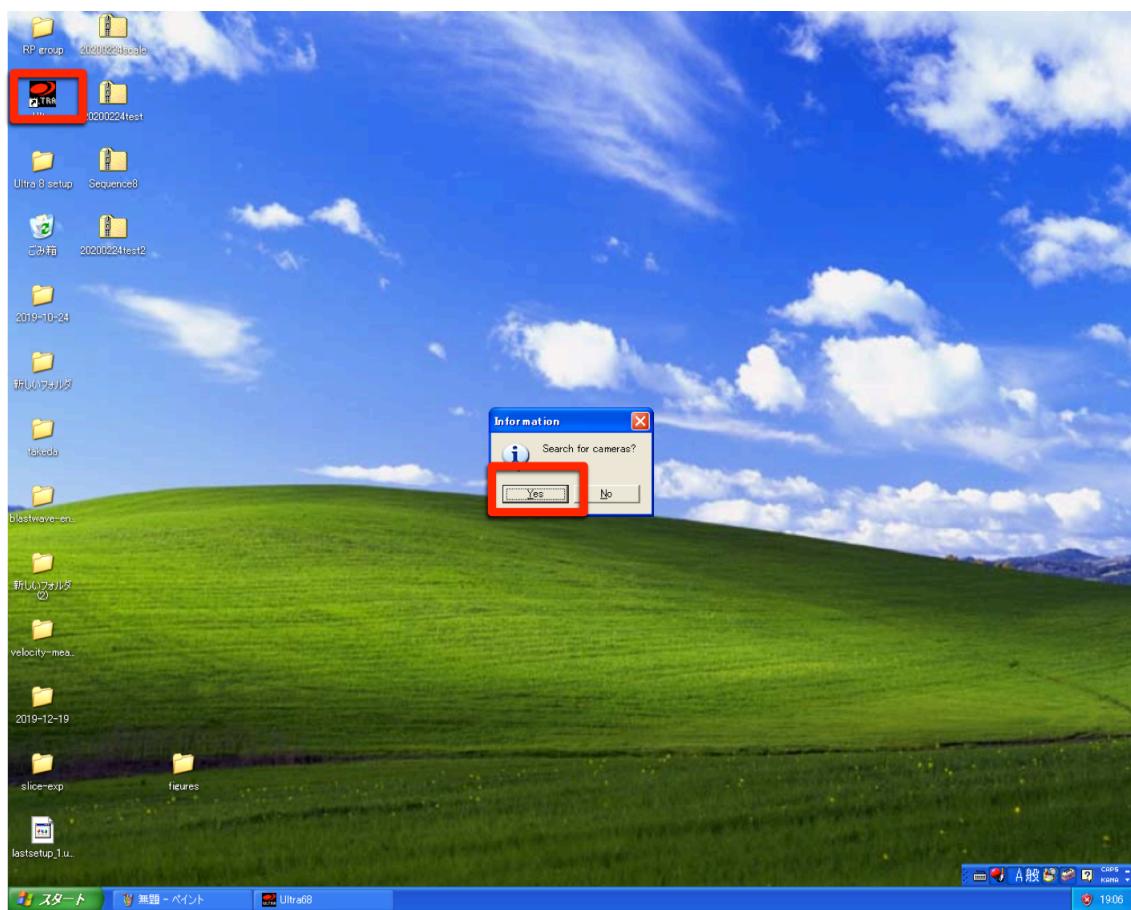
Trig OUT 1 → オシロスコープ

ソフトウェアの使い方

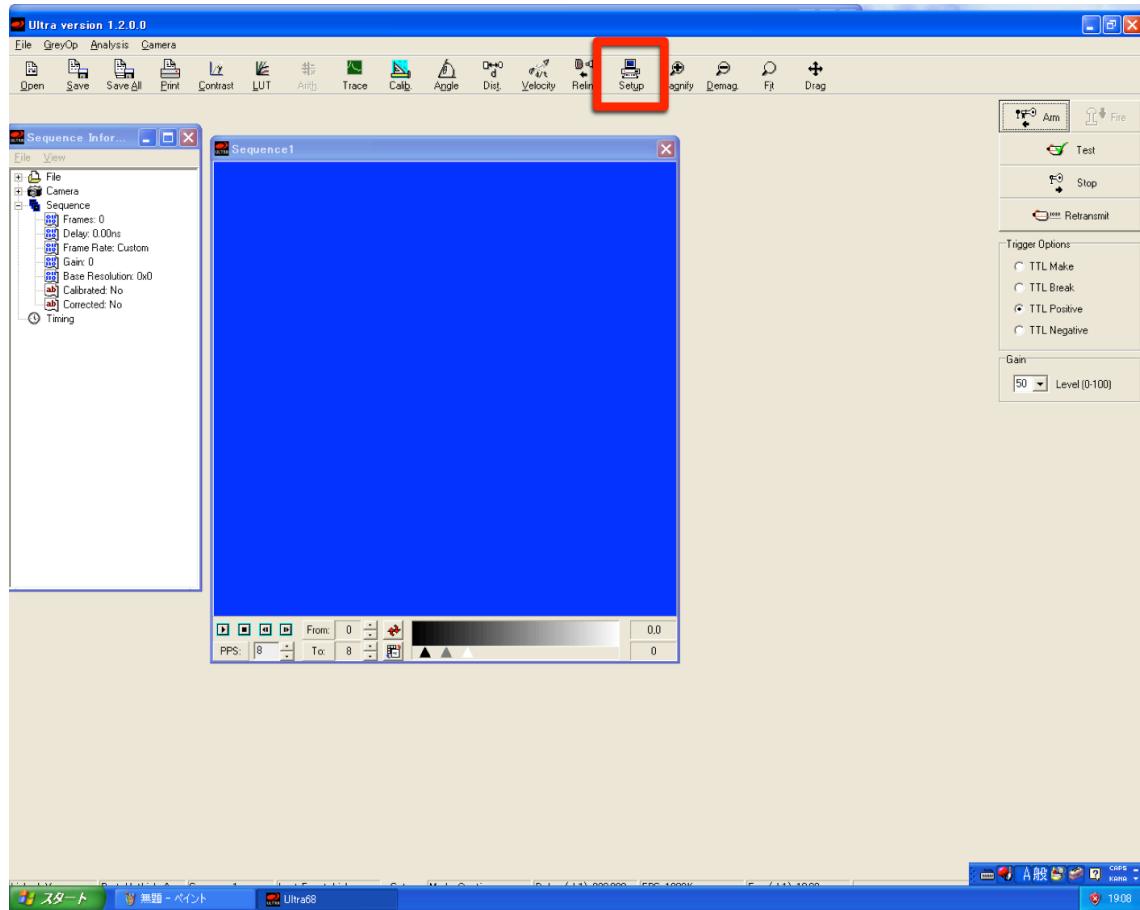
パソコンは dell で windows xp の OS でないと動作しないので OS のアップデートは厳禁!!

基本的には高速度カメラは以下の手順で使用する。

1. カメラの電源を入れる(カメラの後ろ側にスイッチあり)
2. カメラにつなげたパソコンを起動
3. パソコンにインストールされた”Ultra”を起動
4. ”Ultra”を起動すると以下の選択画面が出る。 カメラの電源がついていることを確認して”Yes”を選択

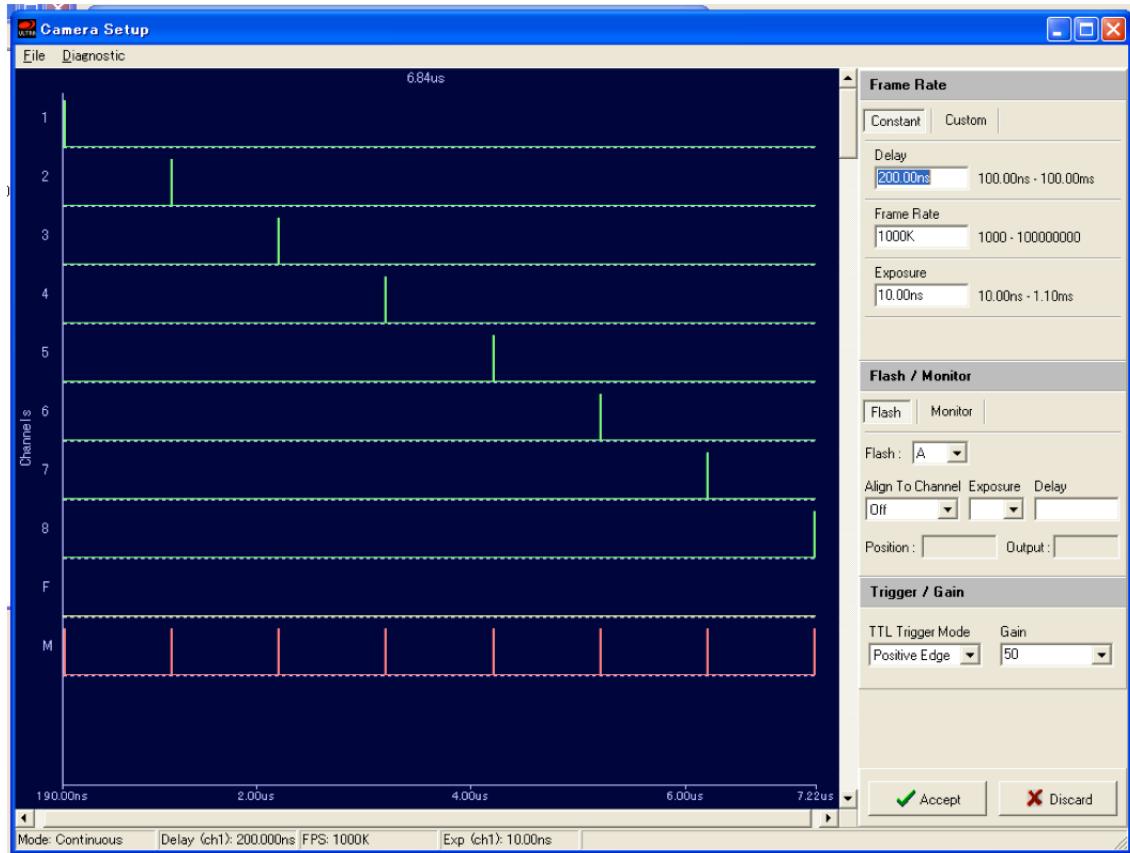


5. アプリが立ち上ると以下のようないい画面が出る。



6. カメラの露光時間やフレームレートの設定を変更するには”Setup”を選択

7. “Setup”を選択すると以下の画面が出る



8. “Setup”画面では以下の設定が行える

“Delay” → PDGからの信号を受けてから1枚目の写真までの遅れ時間

“Frame Rate” → フレームレートを設定(単位は s^{-1})

k, M はそれぞれ 10^3 , 10^6 の意味

“Exposure” → 露光時間を設定(単位は s)

m, u, n はそれぞれ 10^{-3} , 10^{-6} , 10^{-9} の意味

“TTL Trigger Mode” → トリガー信号の種類を指定(基本は Positive Edge)

“Gain” → カメラのゲイン設定(高いほど写真は明るくなる)

これらを指定したのちに”Accept”をクリック

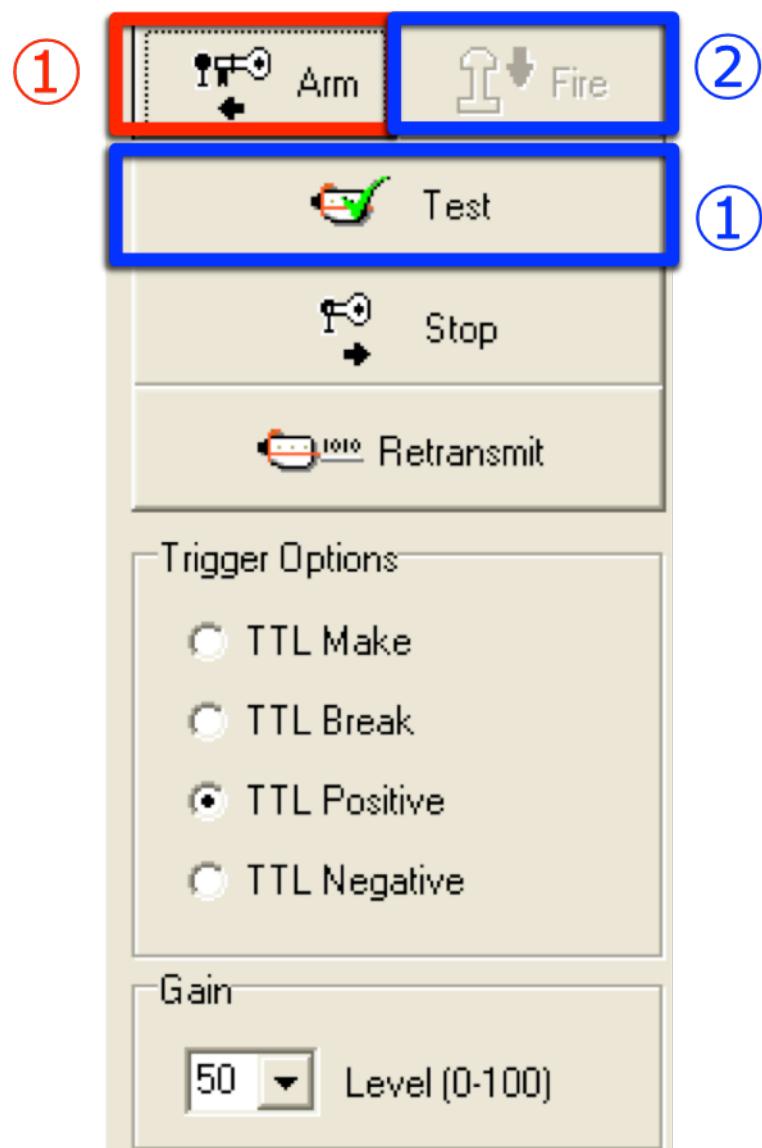
設定はすぐに反映されないため、何度か Test 写真を撮り、設定が反映されたことをオシロの信号などで確認する

9. ピント合わせのために Test 写真を撮る

“Test”をクリックし、その後”Fire”をクリック

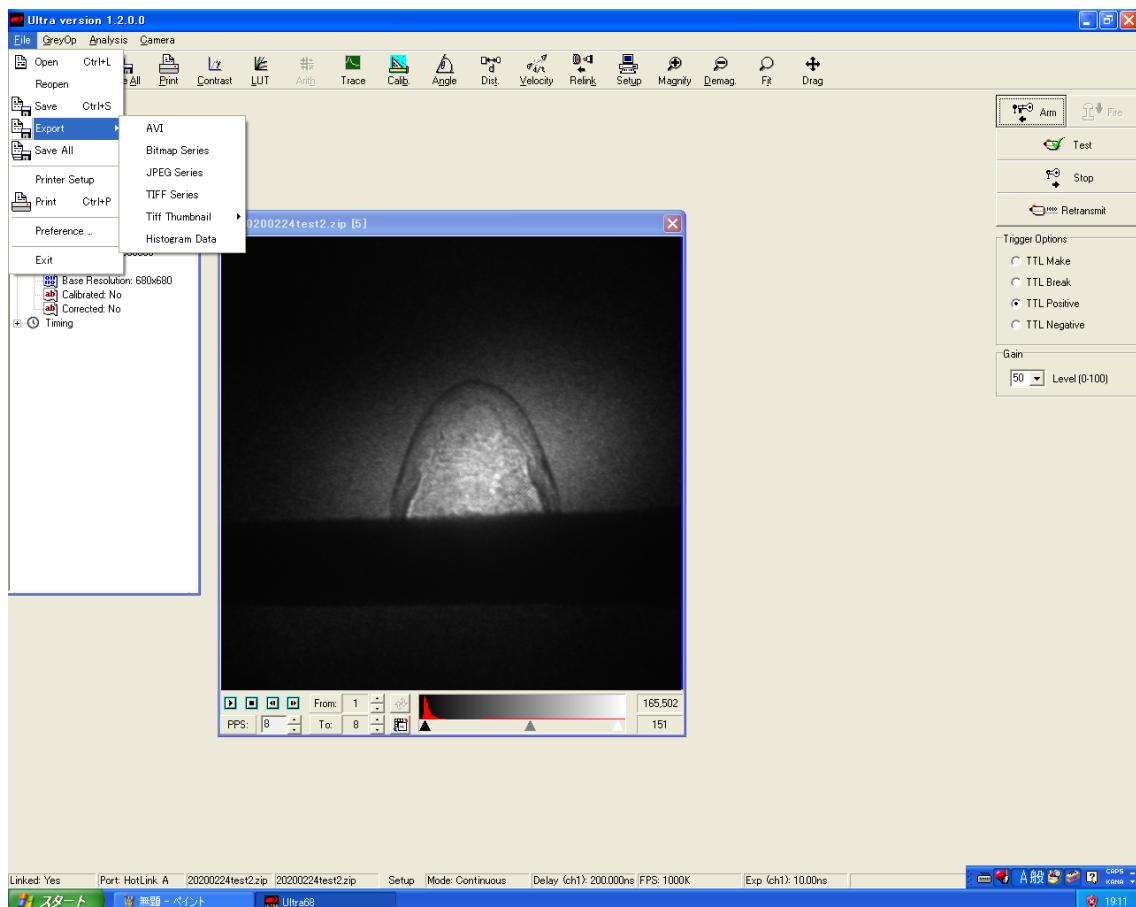
10. 実験の写真は PDG からのトリガーを用いて写真を撮る

“Arm”をクリックし、レーザーを発射すると PDG の信号で自動撮影



11. 上の手順でプラズマの写真を撮ると以下のような画面になる

写真是 0-8 枚目が撮影されるが、8 枚目は全部の平均のようなもので解析には 0-7 枚目の写真を用いることを推奨する



12. 写真的保存は”File”→”Save”から行えるが、これは”Ultra”内で閲覧可能な zip ファイルを保存するだけのため、zip ファイルの保存と同時に”Export”→”JPEG”で写真を保存する。

Appendix D 分光器と iStar-sCMOS カメラの使い方

配線について

分光器

分光器パソコンは endeavour(password: akklab)を使用する。USB ポートのある、分光器のドライバがインストールされたものなら機種は問わない。

配線終了後の分光器は以下の写真のようになる。



分光器の配線は以下の機器につなぐ。

電源ポート → 通常の 100 V のソケット

銀色の端子 → 分光器用パソコンの USB ポート

istar-sCMOS カメラ

istar-sCMOS カメラ用のパソコンは USB3 ポートのある、カメラ用のソフトウェアがインストールされたものなら機種を問わない。

配線終了後のカメラは以下の写真のようになる



カメラの配線は以下の機器につなぐ

“POWER 12V==9A MAX” → 通常の 100 V 電源ソケット

“EXT TRIG” → Pulse Delay Generator の立ち上がり信号を出力するポート

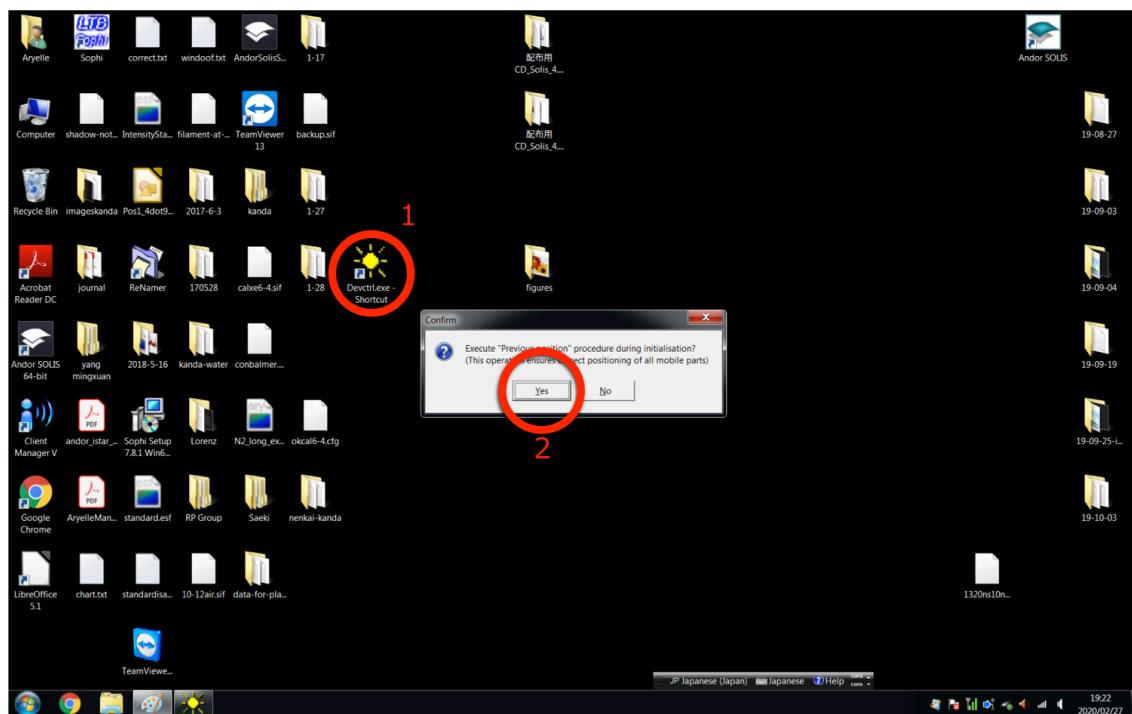
“DDG OUTPUT A” → オシロスコープ

“USB 3.0” → カメラ用パソコンの USB3.0 ポート(USB 2.0 は使用できない)

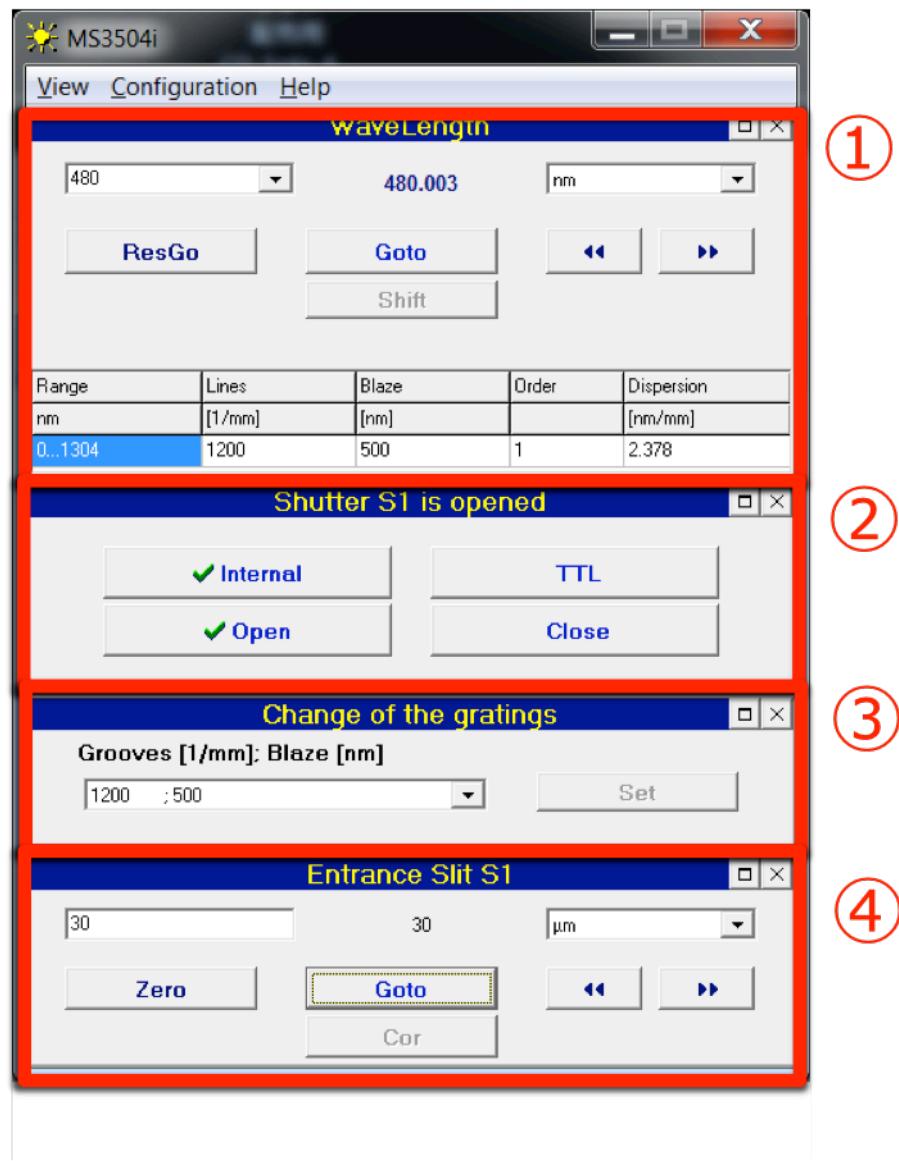
ソフトウェアの使い方

分光器とカメラは以下の手順で使用する

1. 分光器とカメラ用のパソコンを起動
2. カメラと分光器の電源を入れる
3. 分光器用のアプリを起動”Devctrl.exe-shortcut”をクリックして、以下の画面が出てきたら”Yes”を選択



4. 分光器用のアプリを起動すると以下のようない画面が出る。



上の画面で分光器の各種設定が行える。

①中心波長の選択

グレーティングを回転してカメラの中心に来る波長を調整
数字を入力して”Goto”をクリックして設定を変更

②シャッター設定

常に”Internal”を選択する
分光器使用時は”Open”をクリックしてシャッターを開く
実験終了時には”Close”をクリックして閉じてから終了する

③グレーティングの設定

グレーティングの種類を選択（現在は本文で述べたように 2 種類）

グレーティング選択後に”Set”をクリックして設定が可能

④分光器入り口スリット幅の設定

数字を入力後に”Goto”をクリックして設定を変更

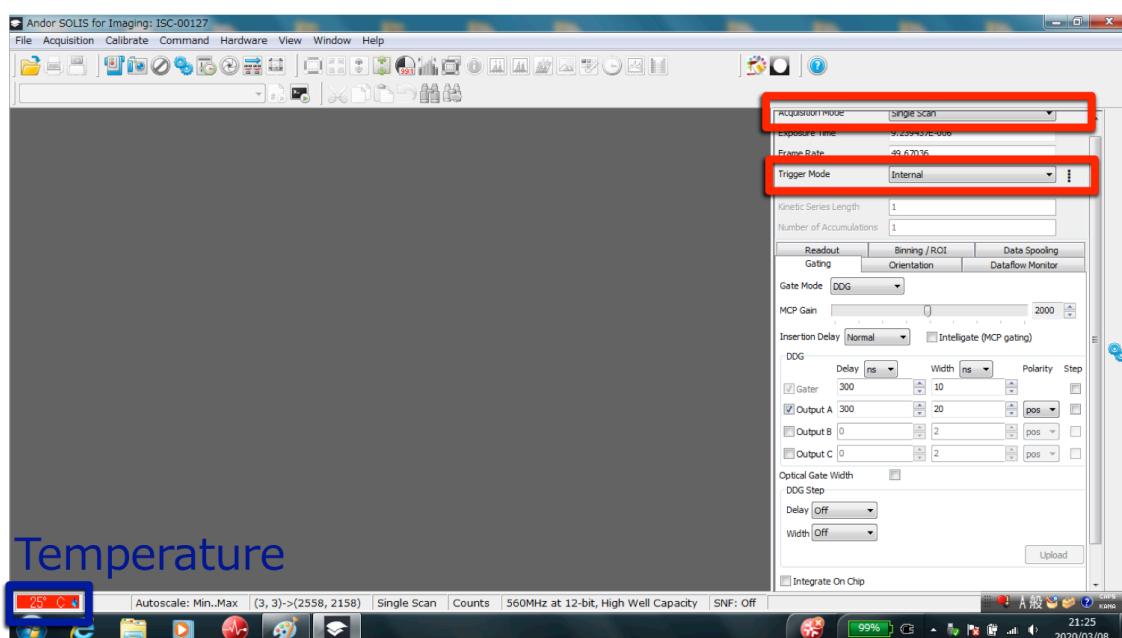
実験終了時には”Zero”をクリックしてスリットを閉じてから終了する

実験では 10-50 um, アラインメントの時には 1 mm 程度

5. istar-sCMOS カメラ用のアプリの”Andor SOLIS 64 bit”を立ち上げる。

6. ”Andor SOLIS 64 bit”を立ち上げると以下のような画面が表示される。

撮影を始める前に温度が 0°C になるまで待つ。



ツールバーの ボタンを押すと各種設定ができる。

“Acquisition Mode”は常に”Single Scan”に設定

“Trigger Mode”は Trigger 方法の指定を行う

“Internal” → or ボタンを押したタイミングで撮影 (実験準備)

“External” → 電気信号が来たタイミングで撮影 (実験中)

主に設定するものは以下の通り

① Gating

“Gater”

“Delay” → PDG からの信号受け取りから撮影までの遅れ時間

“Width” → 露光時間

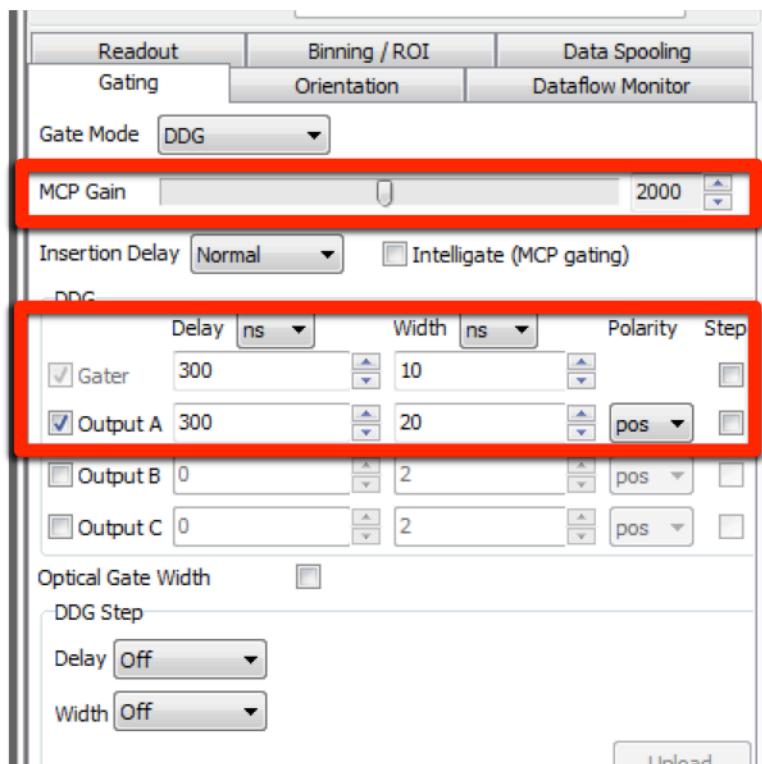
“Output A”

“Delay” → PDG からの信号受け取りからオシロへの信号の遅れ時間

“Width” → 信号の時間幅 (20 ns 程度がオシロ上で見やすい)

“MCP Gain” → カメラのゲインを設定 (実験では 3000 程度)

ゲインは通常の機器とは異なり、高くすると SN がよくなる。 (ただし発光強度の分解能は当然落ちる)



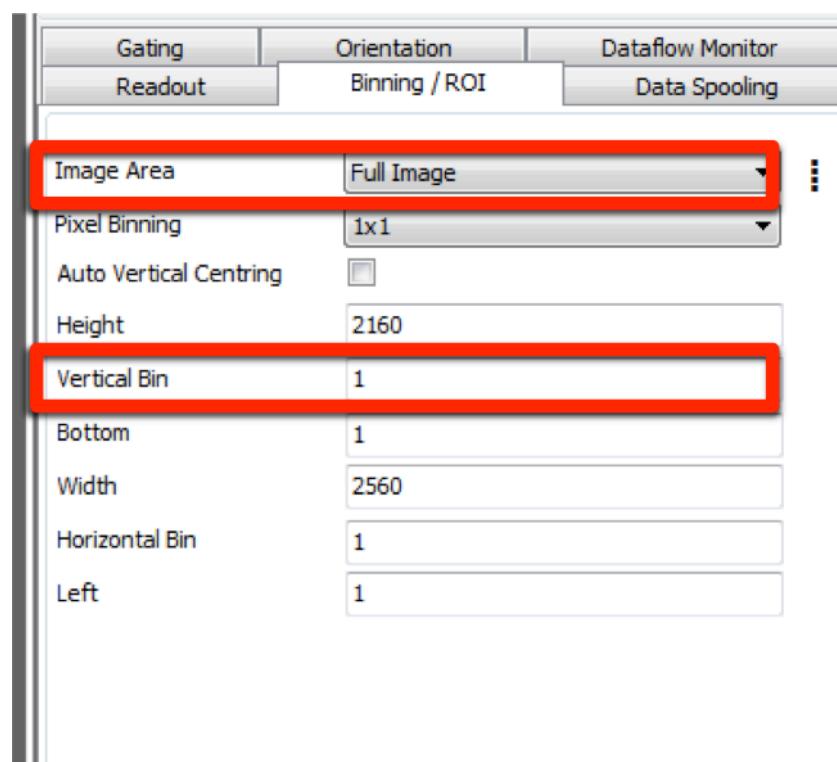
② Binning

いくつかのピクセルのデータを平均化できるオプション

原因不明のノイズが発生するため、Binningなしで写真を撮り、生データを解析時に平均化することを推奨する

基本的には”Image Area” → “Full Image”(binningなし)で撮影

どうしてもデータ量を抑えたい場合には”Vertical Bin”で平均化するピクセル数を指定

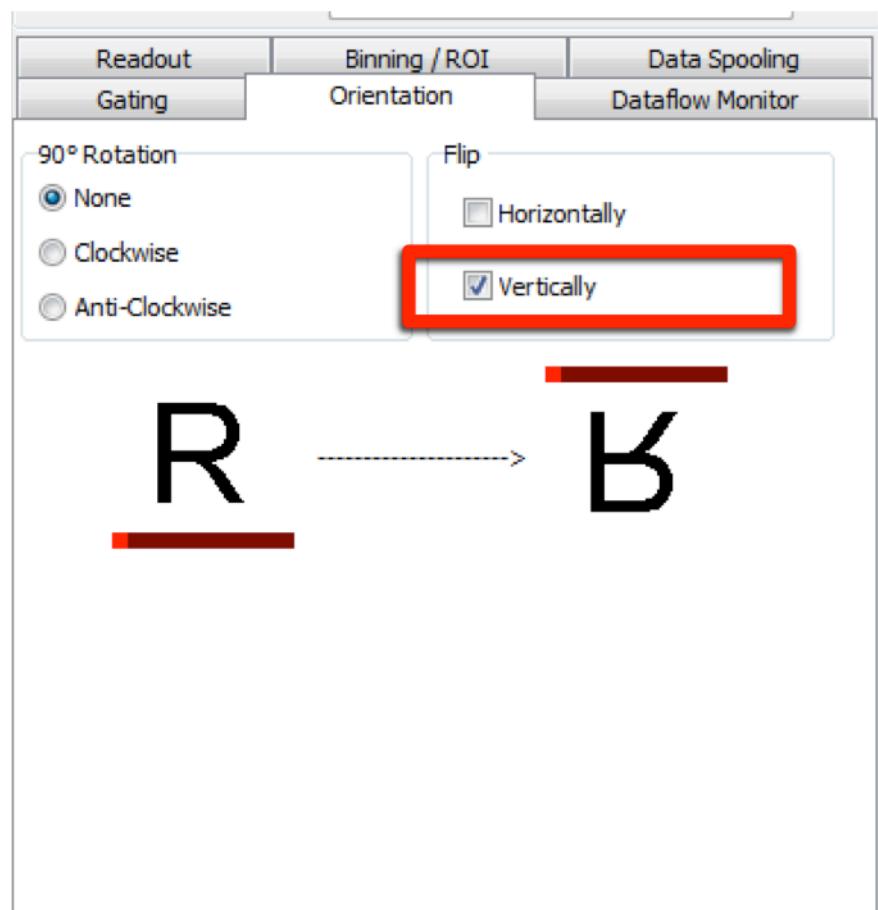


③ Orientation

“Flip”

左右、上下の反転をするオプション

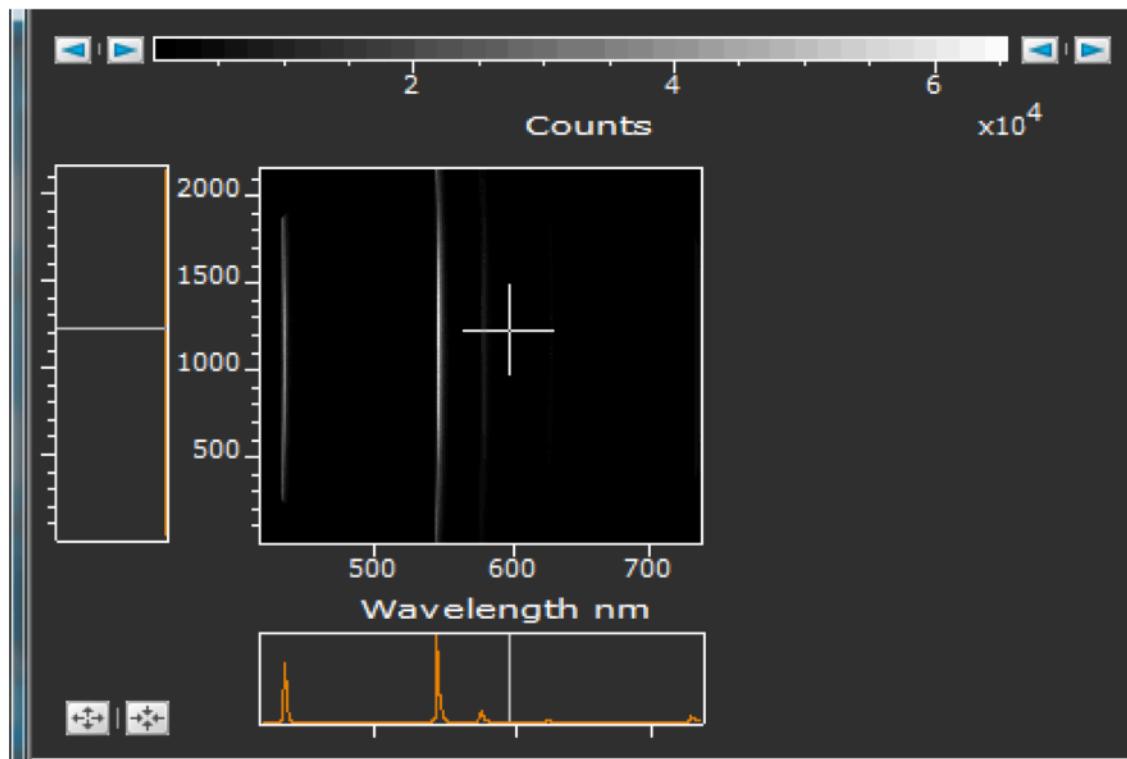
2レンズ結像系を使った場合には上下を反転すると目で見たものと同じ向きになる



7. カメラと分光器との奥行き(ピント)と傾きの調整

- ① 分光器の設定を実験で用いるグレーティング, 中心波長, スリット幅にする
- ② 分光器のスリット前に Xe ランプや Hg ランプなどのスペクトル線を出す光源を設置
- ③ istar-sCMOS のアプリで露光時間を Xe ランプなら 10-100 ms, Hg ランプなら 1 ms 程度に設定する。
注意として, 露光時間は小さな値から増やすようにすること。また, **Xe** ランプは発光が弱いため, 部屋の照明を落とした状態で使う。
- ④ istar-sCMOS のアプリで ボタンをクリックしてムービーモードで撮影開始
- ⑤ スペクトル線が鉛直方向になるようにカメラの傾きを調整し, スペクトル線がもっとも細くなるように(ピントが合うように)奥行き位置を調整する。
- ⑥ 調整が終了したら, カメラ接続部のネジを締め位置を固定する。

Hg ランプで 500 G/mm なら最終的には以下のような写真になる。



8. プラズマ位置とのピント合わせ及びスケールの取得

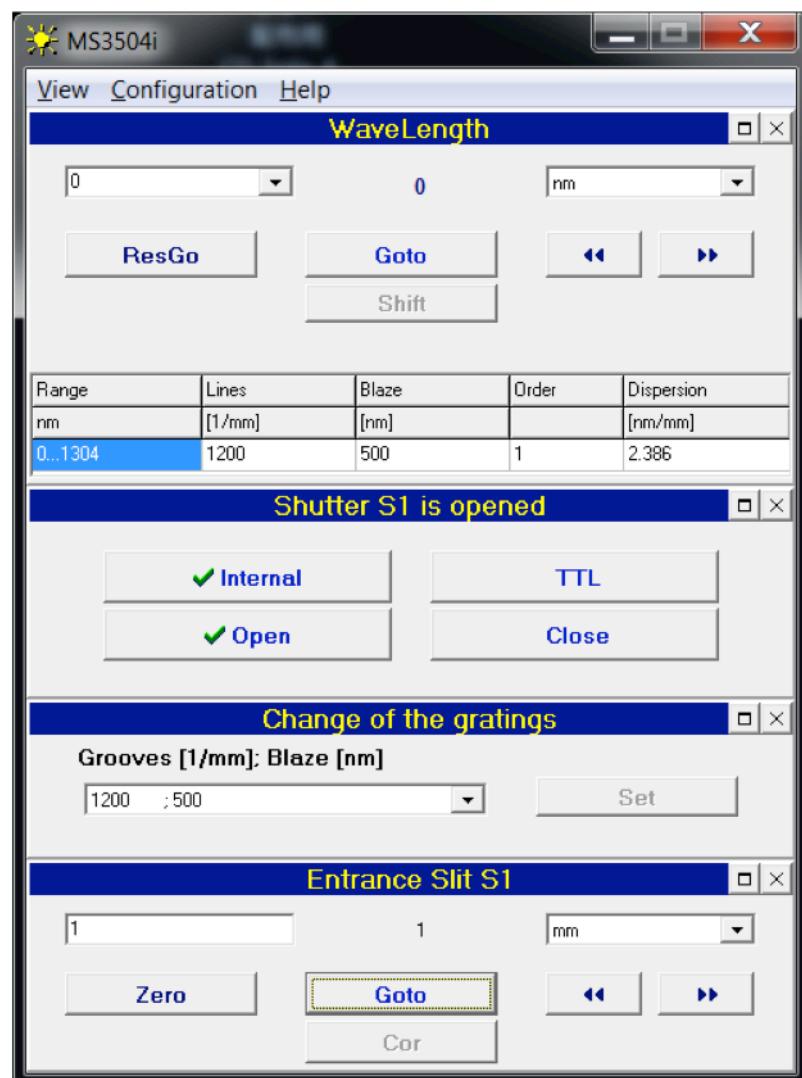
① 分光器を以下のように設定

中心波長 → 0 nm

シャッター → “Open”

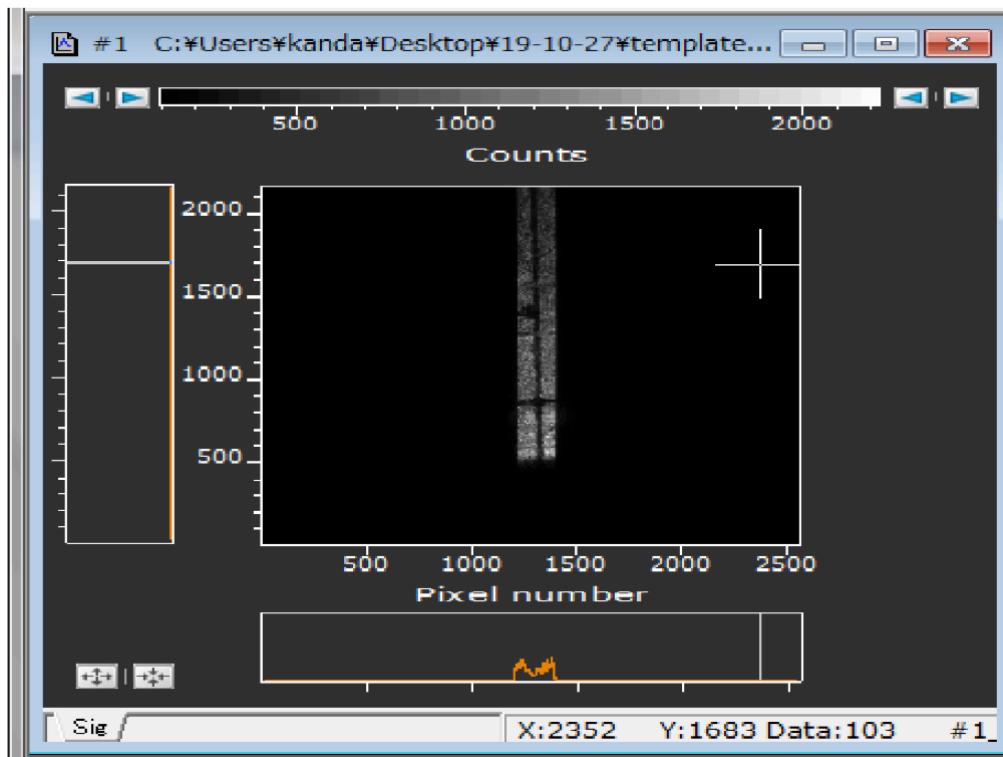
グレーティング → 実験で使用するものに設定

スリット幅 → 1 mm

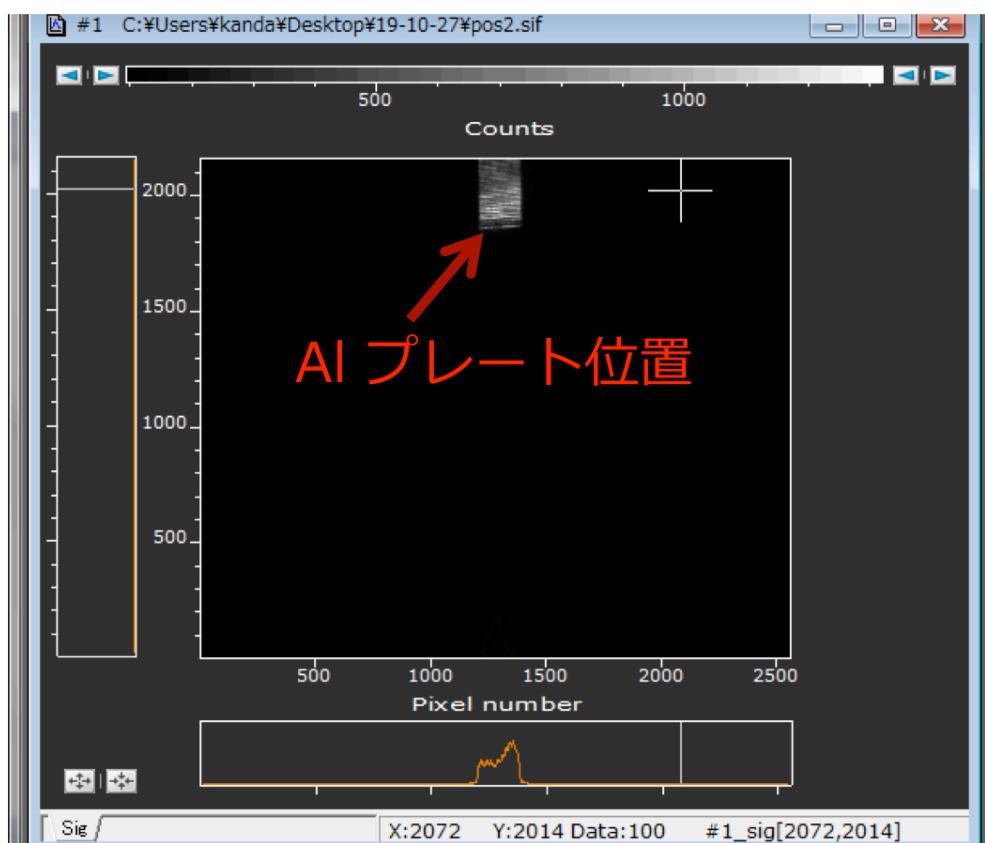


- ② プラズマ位置にテンプレートを設置する。この際、テンプレートの線がプラズマ中心軸上に来るようとする。また、プラズマ着火用のAIプレートがレーザー集光光学系の焦点位置になるようにすると良い。

- ③ シュリーレン光学系と同様の平行光をバックライトとして写真を撮影する。
- ④ istar-sCMOS のアプリ上で ボタンを押してムービーモードで撮影開始
- ⑤ テンプレートの線がもっとも細くなるように(ピントが合うように)分光撮像系のレンズ位置を調整する。
- ⑥ レンズ位置を調整すると 5 mm 角のテンプレートで倍率が 2 倍の撮像系では以下のような写真が撮れる。



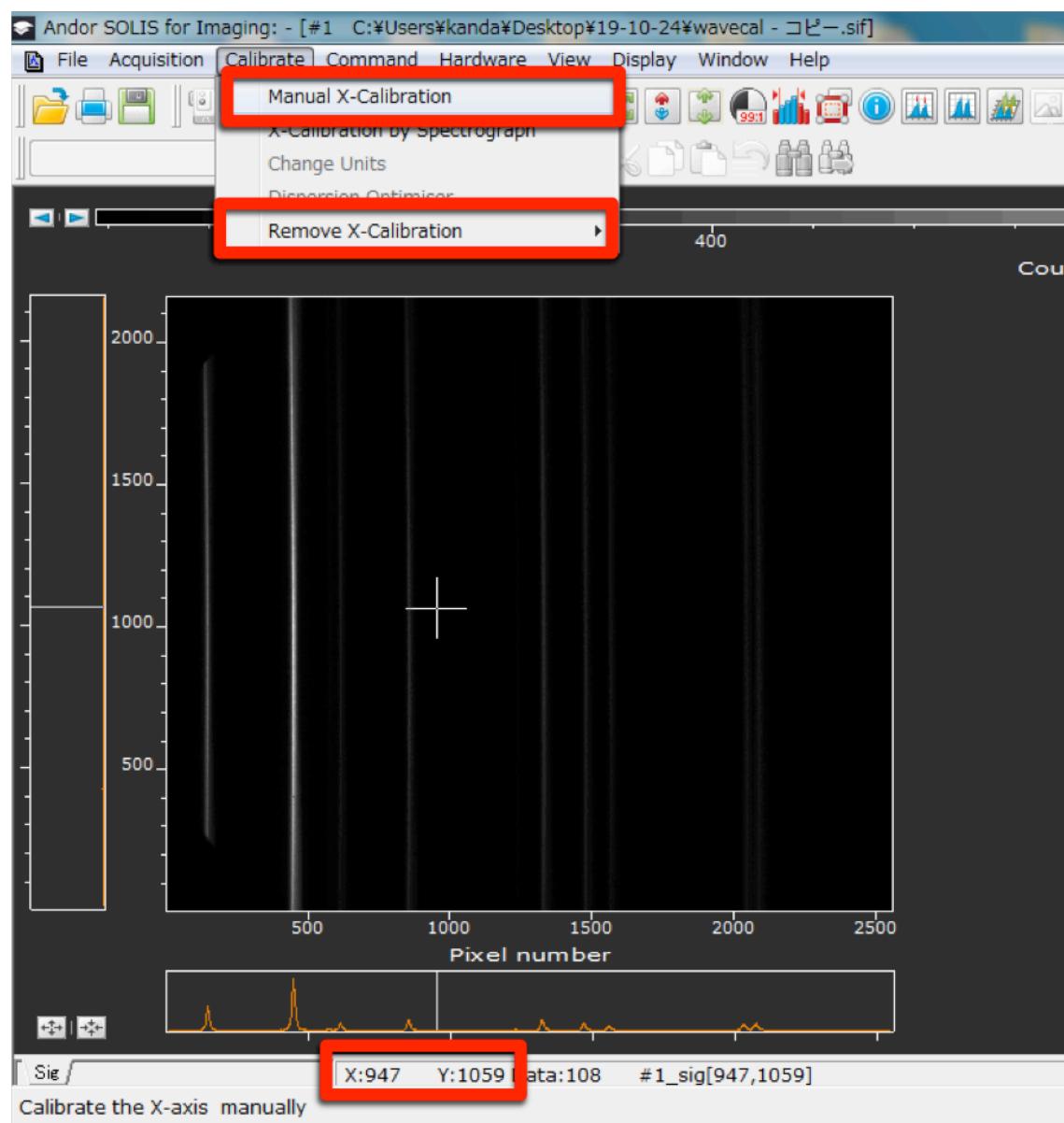
- ⑦ 倍率が低い場合には上のテンプレートの写真に 5 mm 間隔の線が 2 本以上映り込むため、それをスケール(mm と pixel の換算)として使える。倍率が高い場合には以下のようにスケールを取る。



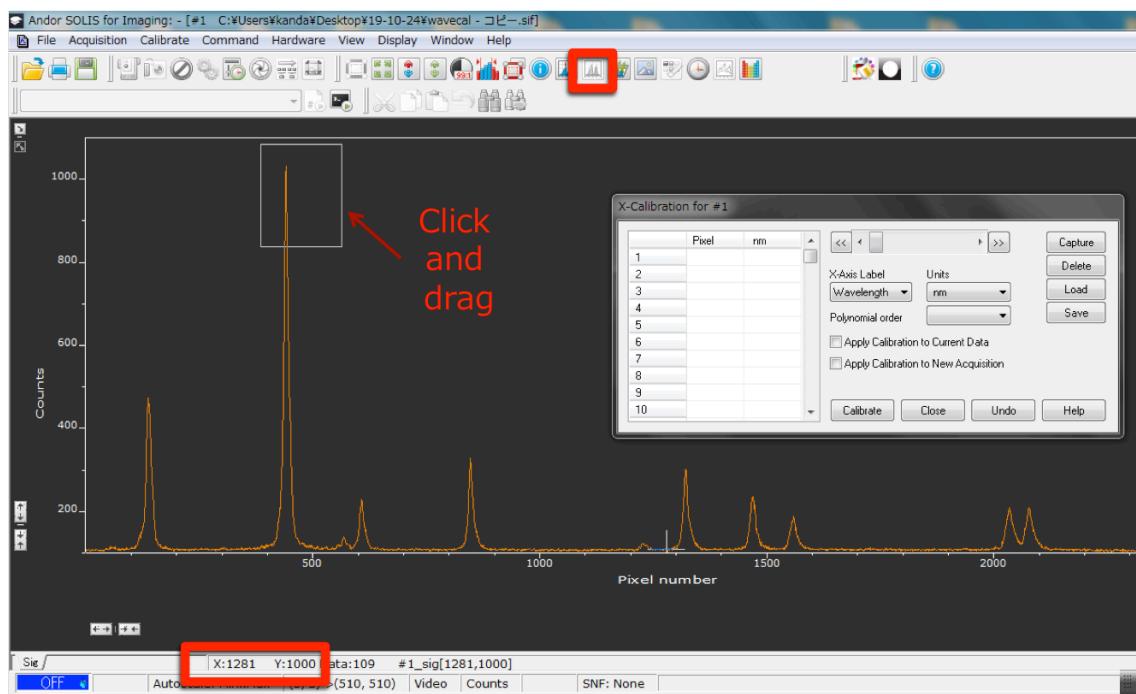
- A) Al プレートの位置をレーザーの焦点位置から数 mm ずらして上のような写真を撮影
- B) 上のような写真を複数枚撮影し、焦点位置からのズレ(mm)とカメラ上でのズレ(pixel)からスケールを取得する。

9. 波長較正

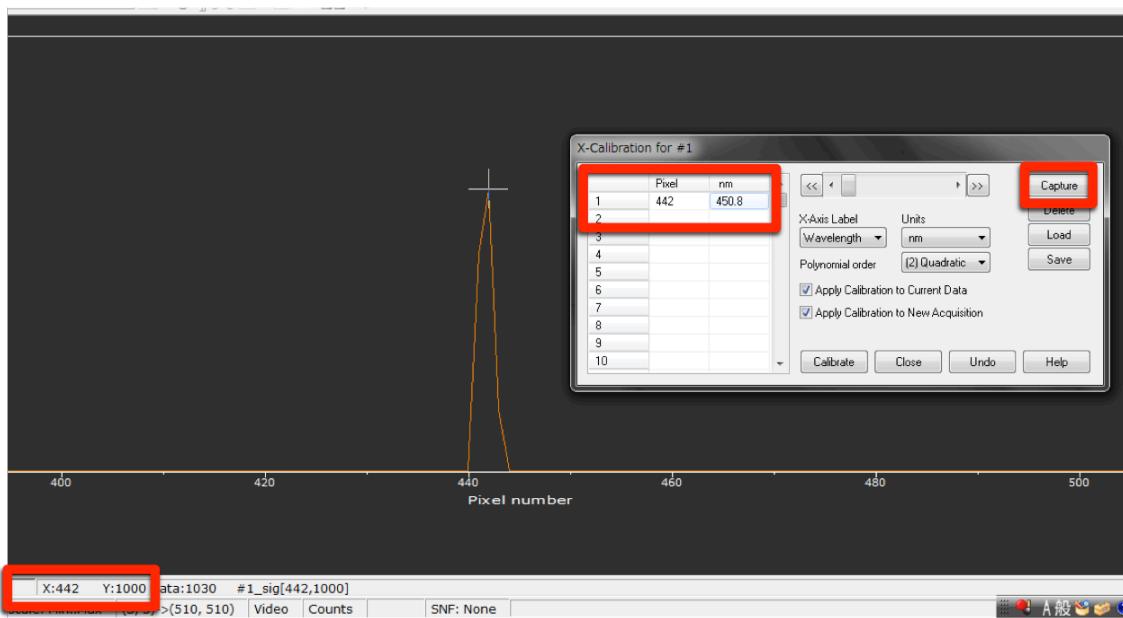
- ① 分光器の設定を実験で用いるグレーティング、中心波長、スリット幅にする
- ② 分光器スリット前に Hg あるいは Xe ランプを設置する。
- ③ “7. カメラと分光器との奥行き(ピント)と傾きの調整”での設定と同様の露光時間で ボタンをクリックして写真を 1 枚撮影する。
- ④ istar-sCMOS のアプリ上で、 “Calibrate” > “Manual X-Calibration” を選択する
なお、 ”Remove X-Calibration” を選択すると波長較正がやり直せる
- ⑤ 取得画像の中心の高さ位置をクリックし、十字マークが移動したことを確認する(Y:1000 周辺)



- ⑥  ボタンを押して1行のデータを表示させる
- ⑦ click and drag で特定のスペクトル線のピーク付近にズームイン

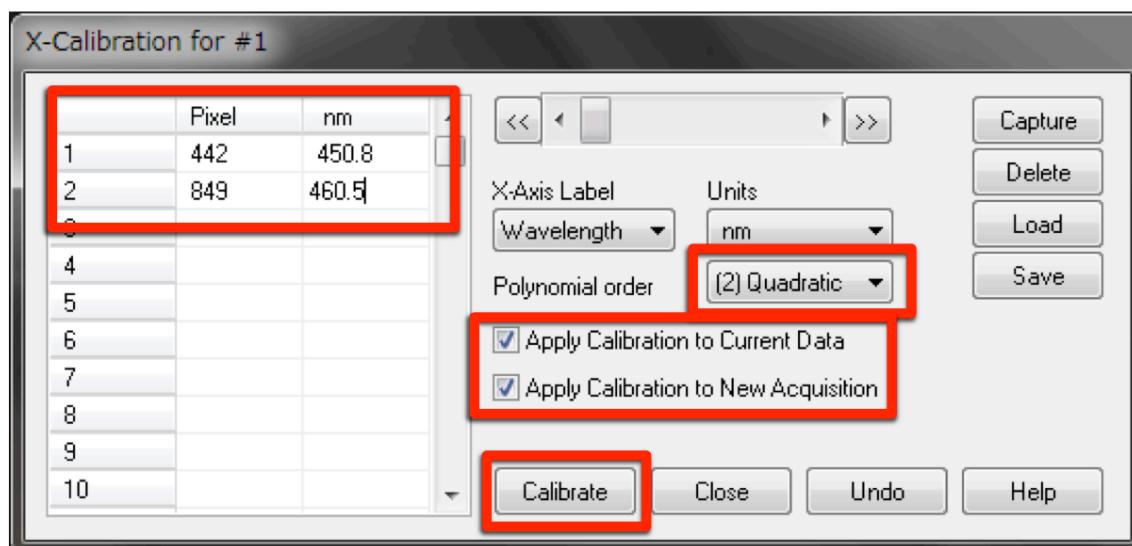


- ⑧ “Capture”を選択してピーク位置のpixel位置を取得
- ⑨ “Wavelength”的欄に既知のスペクトル線の波長を入力



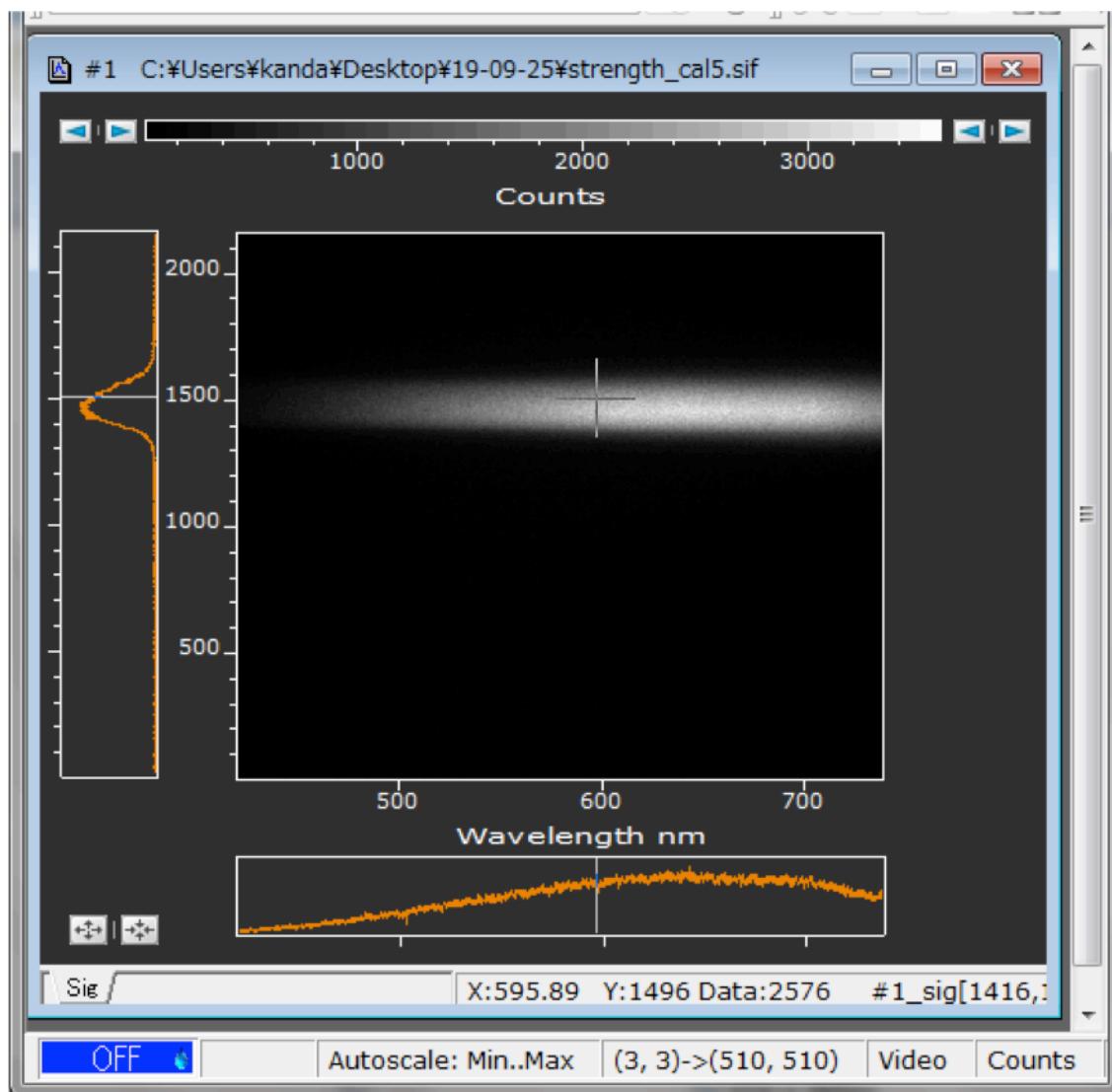
- ⑩  を押して、さらに  を押して、別のスペクトル線で⑤からの作業を繰り返す
- ⑪ “Calibrate”を押して波長較正を完了する。この際、以下のオプションを選択できる

“Polynomial Order” → 何次関数で波長を fitting するか
 波長範囲が広い場合にはスペクトル線を 3 個以上入力して 2 次関数で fitting することを推奨
 “Apply Calibration to Current Data” → 現在のデータに波長較正を適用
 “Apply Calibration to New Acquisition” → 次から撮る画像に較正を適用



10. カメラの強度較正

- ① 分光器の設定を実験で用いるグレーティング、中心波長、スリット幅にする
- ② 標準光源に 6.5 A の電流を流した状態でプラズマ位置に設置する
- ③ 標準光源の前にはチャンバーのガラス窓など、実験時に通る光路を再現する
- ④ 光路を再現した状態で 0.01~1 ms 程度の露光時間(小さい方からあがっていく)で以下のような写真を 1 枚撮る



- ⑤ 写真を保存しておき、後ほど標準光源の本来の値と比較し、各波長での強度較正係数を算出する(これは istar-sCMOS のソフトウェア上ではできないため、データ解析の際に行う)

11. 実験時の設定

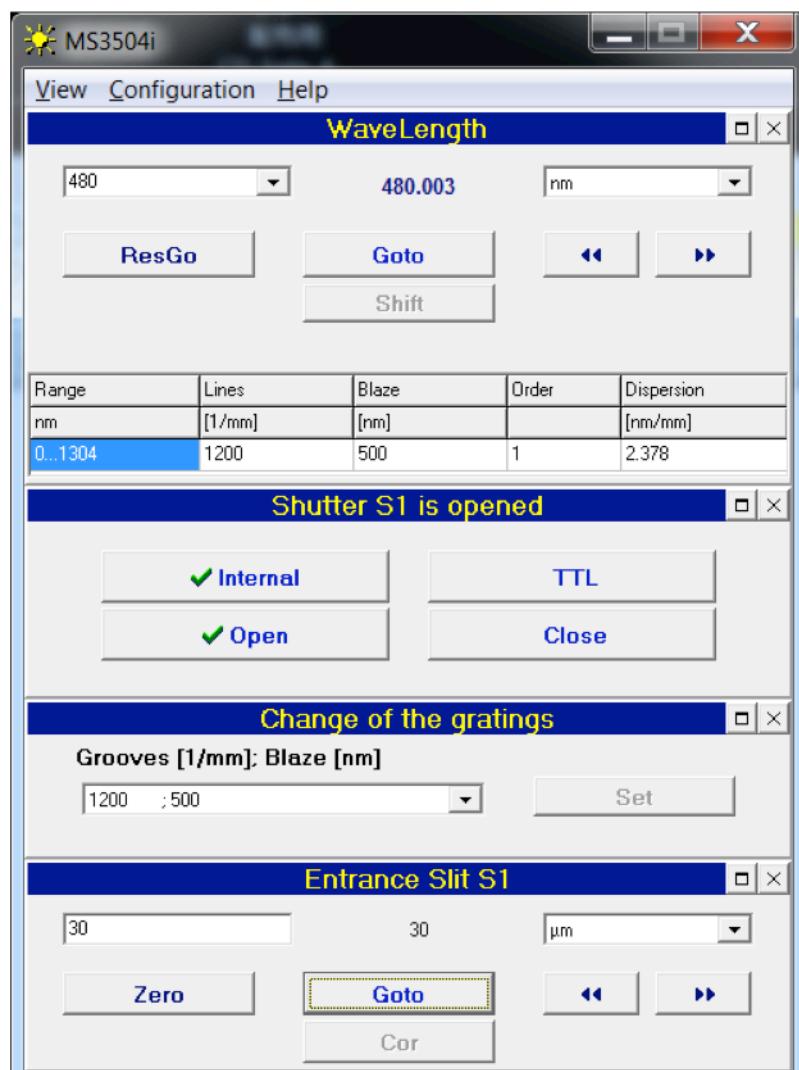
ArII のスペクトル線を観測する実験時の分光器の典型的な設定を以下に示す。

中心波長 → 480 nm など

シャッター → “Open”

グレーティング → 1200 G/mm

スリット幅 → 30 um



ArII のスペクトル線を観測する実験時の istar-sCMOS での典型的な設定を以下に示す。

“Gater” > “Delay” → 300 ns

“Gater” > “Width” → 10 ns

“Output A” → “Gater” と同様

“MCP Gain” → 3000

12. 実験終了時の設定

実験終了時の分光器の設定を以下に示す。

