

# 卒業論文

## 1次元的レーザー支持デトネーション波後流における 圧力の計測

2019年11月25日  
指導教員 小紫 公也 教授

東京大学工学部 航空宇宙工学科  
学籍番号 03-180324

武田 亮太

# 目次

<u>目次</u> .....	2
<u>第 1 章 研究の背景・目的</u> .....	6
1.1 レーザー推進.....	6
1.1.1 RP レーザー推進の概要.....	7
1.1.2 RP レーザー推進の作動機構.....	7
1.1.3 RP レーザー推進に関する先行研究 .....	9
1.2 レーザー放電の進展現象.....	14
1.2.1 レーザー放電の概要.....	14
1.2.2 レーザー放電の進展原理.....	15
1.2.3 レーザー放電の進展に関する先行研究 .....	16
1.3 研究目的.....	18
<u>第 2 章 測定原理および実験系</u> .....	20
2.1 測定原理.....	20
2.1.1 プラトー圧測定.....	20
2.2 実験装置.....	20
2.2.1 TEA-CO <sub>2</sub> パルスレーザー.....	20
2.2.2 一次元デトネーション管.....	24
2.2.3 圧力計・アンプ.....	25
2.2.4 シュリーレン光学系.....	27
2.2.5 集光光学系 .....	29
2.2.6 周辺実験装置.....	30
2.3 実験・解析方法 .....	31
<u>第 3 章 各気体種でのプラトー圧測定結果</u> .....	35
3.1 HE でのプラトー圧測定結果.....	35
3.2 AR でのプラトー圧測定結果.....	37
3.3 プラトー圧の気体種依存性.....	38

<b>第4章 考察 .....</b>	<b>39</b>
<b>4.1 気体種による LSD 伝播速度とプラトー圧の関係の差異 .....</b>	<b>39</b>
<b>4.2 一次元レイリー流れでの数値計算結果との比較 .....</b>	<b>40</b>
<b>第5章 結言 .....</b>	<b>43</b>
<b>引用文献.....</b>	<b>45</b>

## 図目次

<b>図 1 レーザー推進の概念図 .....</b>	<b>7</b>
<b>図 2 RP レーザー推進の推力生成サイクル .....</b>	<b>8</b>
<b>図 3 RP レーザー推進の打ち上げモード .....</b>	<b>9</b>
<b>図 4 金属板へのレーザーの照射 .....</b>	<b>10</b>
<b>図 5 ベル型ノズルを用いたレーザー推進 .....</b>	<b>11</b>
<b>図 6 レーザー推進器 Lightcraft 概念図 [17] .....</b>	<b>11</b>
<b>図 7 ASLPE [16] .....</b>	<b>12</b>
<b>図 8 C_m の投入エネルギーに対する依存性 .....</b>	<b>13</b>
<b>図 9 C_m の雰囲気圧力に対する依存性 .....</b>	<b>13</b>
<b>図 10 LSC と LSD .....</b>	<b>15</b>
<b>図 11 レーザー放電の進展原理 .....</b>	<b>16</b>
<b>図 12 各気体種での進展速度とレーザー強度の関係 [35] .....</b>	<b>18</b>
<b>図 13 TEA-CO2 レーザー .....</b>	<b>21</b>
<b>図 14 TEA-CO<sub>2</sub> レーザー出力履歴 .....</b>	<b>21</b>
<b>図 15 TEA-CO<sub>2</sub> レーザー出力分布 .....</b>	<b>22</b>
<b>図 16 カロリーメータ .....</b>	<b>23</b>
<b>図 17 パワーメータ .....</b>	<b>24</b>
<b>図 18 一次元デトネーション管の外観 .....</b>	<b>24</b>
<b>図 19 圧力計とデトネーション管の接続部 [36] .....</b>	<b>25</b>
<b>図 20 圧力計 [37] .....</b>	<b>26</b>
<b>図 21 チャージアンプ [38] .....</b>	<b>27</b>
<b>図 22 シュリーレン光学系外観 .....</b>	<b>28</b>
<b>図 23 集光光学系概念図 .....</b>	<b>30</b>

図 24 焦点付近でのレーザー集光形状 ... エラー! ブックマークが定義されていません。	
図 25 He 0.2 atm での進展の様子	35
図 26 He 0.5 atm での進展の様子	35
図 27 He 1.0 atm での進展	36
図 28 He での閉口端での圧力の時間履歴	36
図 29 Ar 0.2 atm での進展	37
図 30 Ar 0.5 atm での進展	37
図 31 Ar の閉口端での圧力の時間履歴	38
図 32 レーザー強度と時間の関係	39
図 33 加熱率とプラトー圧の関係	40
図 34 1-b とプラトー圧の関係 ... エラー! ブックマークが定義されていません。	
図 35 Termination のタイミング	41
図 36 衝撃波・膨張波進展途中での管内圧力の CFD	41

## 表目次

表 1 CO <sub>2</sub> パルスレーザー諸元	22
表 2 カロリーメータ諸元	23
表 3 パワーメータ諸元	24
表 4 デトネーション管諸元	25
表 5 圧力計の諸元	26
表 6 チャージアンプ諸元	27
表 7 Probe Laser(半導体励起固体レーザー)諸元	28
表 8 ICCD カメラ 諸元	28
表 9 アクロマチックレンズの組み合わせと倍率	29
表 10 集光光学系諸元	30
表 11 ロータリーポンプ諸元	31
表 12 パルスディレイジェネレータ(PDG)諸元	31
表 13 オシロスコープ諸元	31
表 14 シャープネス(ピント)の比較	33
表 15 実験前後のレーザー出力の計測	35
表 16 He, Ar のプラトー圧 /atm	38
表 17 He, Ar のプラトー圧(接続部の径の影響を考慮)	38
表 18 termination 時のレーザー強度 [39]	39
表 19 He,Ar の諸元	40



## 記号一覧

$U_s$  電離波面伝播速度

$U_{shock}$  衝撃波伝播速度

$U_{CJ}$  CJ デトネーション伝播速度

$\gamma_{eff}$  有効比熱比

$S$  レーザー強度

$S_{cr}$  Termination 時のレーザー強度

$E$  レーザーエネルギー

$\rho_0$  大気密度

$\lambda$  レーザー波長

$M^2$  レーザークオリティファクター

$D$  焦点におけるレーザー等価直径

$D_G$  水平方向のレーザー直径

$D_T$  鉛直方向のレーザー直径

$z$  光軸方向の変位

$w_0$  ガウシアンビームの際の焦点におけるレーザー径

$w(z)$  ガウシアンビームの際の変位  $z$  におけるレーザー径

$W_0$  焦点におけるレーザー径

$W(z)$  変位  $z$  におけるレーザー径

$f$  焦点距離

$d_{out}$  レーザー照射窓(集光前)でのレーザー径

$\Delta t$  Termination 時のレーザー強度に至るまでの時間

# 第1章 研究の背景・目的

## 1.1 レーザー推進

ロケットの推進方法として最も広く使われている化学推進は、その高い信頼性と推進力の大きさから宇宙空間に物資を輸送する手段として今でも利用されている。一方、莫大なコストがかかる上に宇宙空間に物資を運べる割合は総重量に対して1割未満と圧倒的に少なく、ほとんどが推進剤で占められている。そのため、化学推進は物資輸送手段としては非常に効率が悪い。例えば、日本のH2Aロケットの打ち上げ費用は一回あたりおよそ100億円で、ロケットに搭載できるペイロードは低軌道で約10ton、静止軌道で約4tonである[1]。宇宙空間では資源が月ですら未解明である部分も多い。したがって現状では軌道エレベーターや宇宙ステーションなどといった宇宙建造物の建築のためには宇宙空間だけで資源を貰うことができないため、物資を宇宙に輸送することが不可欠である。そのためペイロード比の改善・打ち上げコストの削減は避けて通れない問題である。近年では宇宙輸送ビジネスも非常に活発化しているため、各社宇宙輸送の低コスト化を目指し様々な取り組みが行われており、近年ではロケットが一つ一つ使い切りである課題に目をつけた、SpaceX社の再着陸・再利用ロケットなどと言った方法も提案されている。[2]様々なロケットの利用方法や推進方法が考案される中、推進のためのエネルギーをほとんど自分で持たず、地上から供給するレーザー推進も大幅な打ち上げコストの低減やペイロード比の改善に関して大きく期待が持てる。レーザー推進では他の推進方法とは異なりエネルギーの供給方法が地上の施設からであるため、推進剤の重量が必要最低限に抑えられ、浮いた分の重量をペイロードに当てがうことができる。レーザー推進には、レーザーの光子圧を用いる高強度のレーザーを利用するものと、絶縁破壊やレーザーアブレーションによるプラズマを利用するものが提案されており、本研究では後者の方針を採用している。後者の方針では、連続型レーザー発振装置を用いるCWレーザー推進[3]と、パルス型レーザー発振装置を用いるRPレーザー推進[4]に大別でき、本論文では後者のRPレーザー推進について述べる。

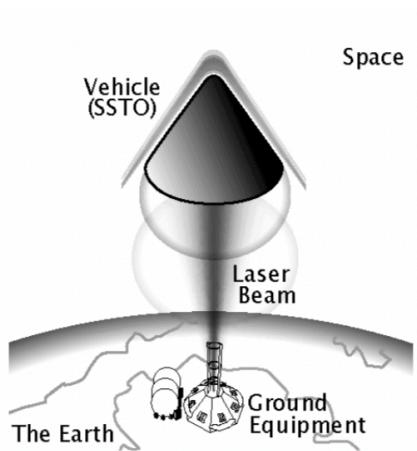


図 1 レーザー推進の概念図

### 1.1.1 RP レーザー推進の概要

RP レーザー推進では、短いパルス幅の大出力レーザーを気体に繰り返し照射することにより、持続的に推力を得る。RP レーザー推進の特性として以下の 3 点が挙げられる。

#### 1. 高いペイロード比

大気が十分に利用できる領域では機体周辺の大気のみを推進剤として用い、大気の薄い領域に到達すると、機体に搭載しておいた少量の推進剤を用いる。そのため、全体として必要な推進材を大幅に抑えることができ、従来の化学推進ロケットに比べ非常に高いペイロード比を実現できる。

#### 2. 簡素な構造

パルスデトネーションエンジンにより、従来のロケットエンジンのターボポンプのような複雑な構造を持たず、製造コストが大幅に削減できる。

#### 3. レーザー発進装置の再利用性

この推進方法のエネルギー源であり、最もコストがかかる部分ではあるが、地上にあるためメンテナンスが容易であり再使用も可能なので、打ち上げ回数が増えるに従い一回の打ち上げにかかるコストも下げることができる。

これらの 3 つの特徴から、宇宙輸送という観点において大幅なコスト削減を見込まれている。

### 1.1.2 RP レーザー推進の作動機構

RP レーザー推進の推力生成のサイクルは図に示すように 4 つの状態からなる。

#### 1. 推進剤の絶縁破壊

機体に向けてレーザーを照射し、推進器下部に搭載された集光機によってレーザーを集光することで、焦点で絶縁破壊が起こり、プラズマが生成される。

## 2. レーザーから衝撃波へのエネルギー変換

生成されたプラズマは入ってくるレーザーを吸収しながらレーザー源に向かって進展していく。このプラズマの膨張する過程で周囲の大気が強く圧縮されるため、プラズマの周囲大気に衝撃波が発生する。また、この時衝撃波の背後に膨張波も発生している。

## 3. 衝撃波の膨張と推力の生成

衝撃波を通過することにより大気は高圧になり、その圧力が推進器壁面にかかることによって推進器に推力が生まれる。衝撃波は進展を続け推進器への外部へと向かっていく。

## 4. 吸気

膨張波まで完全に推進器外部に排出されると、内部が負圧になり周囲の大気を内部に吸気する。吸気が完了すると 1. の最初の状態に戻る。

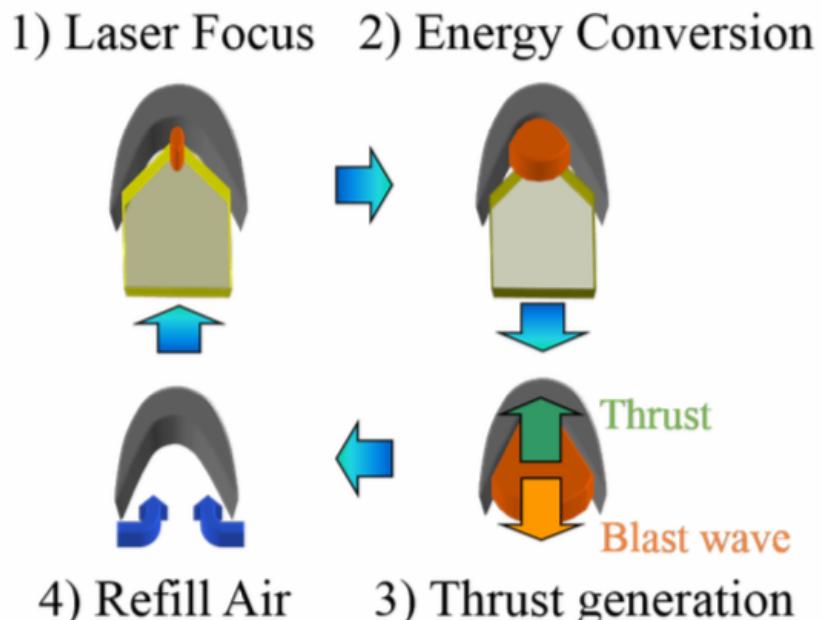


図 2 RP レーザー推進の推力生成サイクル

機体の構造としてはパルスジェットモード・ラムジェットモード・ロケットモードと三つの段階を経た打ち上げを行うことが想定されている。

まず、打ち上げの初期段階ではパルスジェットモードで、機体後方からノズル内部に大気を吸い込み、それを地上からのレーザーによって爆発的に膨張させ後方に排出する。この段階ではレーザーと周辺大気によって推力を発生させるため、推進剤を搭載する必要がほとんどない。

次に、機体の速度が上昇しマッハ 1~8 程度の間、機体はラムジェットモードに移行する。この段階ではラム圧縮によって前方からの大気を圧縮し、それをレーザーで爆発的に膨張させることで後方に排出する。この段階も推進剤を必要としない。

最後に高度が上昇し周囲の大気が十分に吸い込めなくなると機体はロケットモードに移行する。作動流体としては機体に積んだ液体水素を利用する。推力発生機構は大気の場合と同様であり、結局機体に搭載すべき推進剤はロケットモードで使用する分の液体水素のみとなる。これにより、レーザー推進のみで軌道上まで到達することが可能となる。

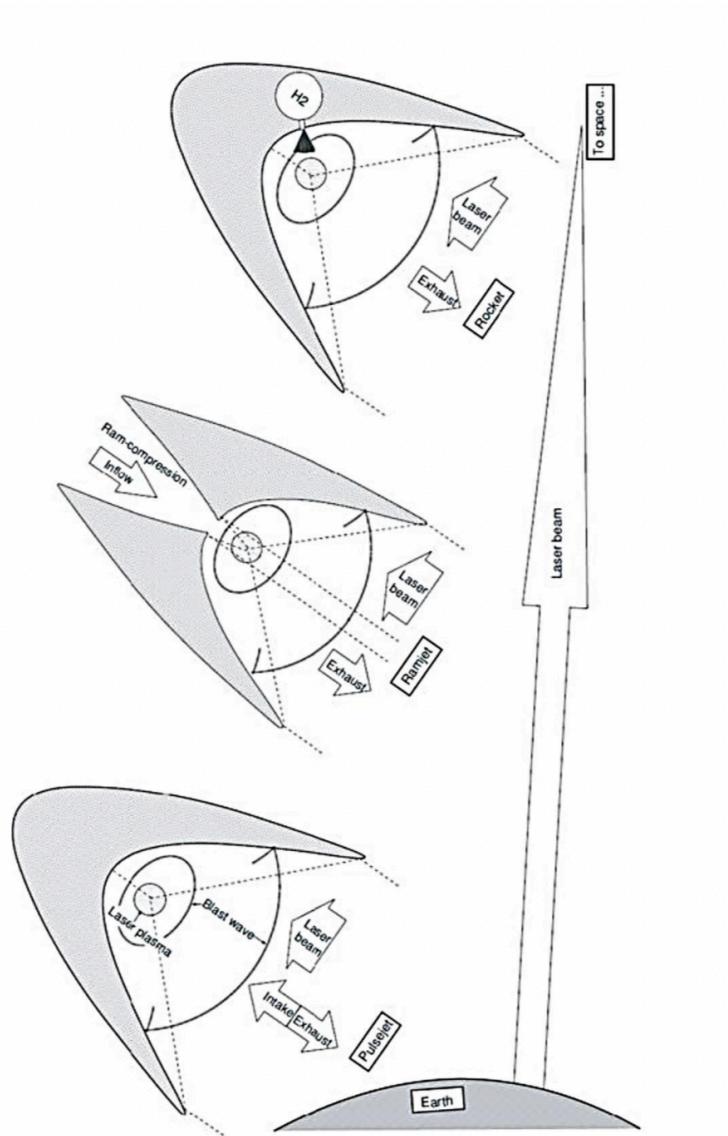


図 3 RP レーザー推進の打ち上げモード

### 1.1.3 RP 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の明確な概念は 1972 年に Kantrowitz によって初めて提案された。彼が提案したのは機体に搭載したアブレータをレーザーで加熱して推力を得る方法で、1 kg のペイロードを 1 MW のパワーで地球周回軌道まで打ち上げることが可能であると提唱した。<sup>[5]</sup>さらに固体推進剤の上にペイロードが搭載された三角錐形状の reference model を基に適切なレーザー強度や打ち上げコストの見積もりなどがなされた。

その後、1970~1980 年代にかけて平らな金属プレート状にレーザーを照射し、プラズマを発生させる基礎的な研究が行われた<sup>[6] [7] [8] [9]</sup>。また、Perri らは放物線形状のベル型ノズルを用いたパルスレーザー推進の研究を行った<sup>[10]</sup>。さらに、Ageev らは 10 J 以下程度の CO<sub>2</sub> パルスレーザーを用いてパラボラ型と円錐型ノズルの実験、および Sedov の点源爆発相似解によるノズル内部流の解析を行った。<sup>[11]</sup>

1998 年には、Myrabo らはレーザー推進器 Lightcraft の研究開発を行った。LightCraft は、前方から大気を吸い込みながら、後方のスパイクノズルで地上から照射されたレーザーを外側のカウル上に集光し、さらに駆動された爆轟波によって推力を受ける。この機構により、レーザー光軸から機体が逸れた際には推力軸が傾くことにより自律的にビーム内に止まろうとするため、軌道の制御やレーザーの追跡が容易になる。この Lightcraft は複数回にわたって打ち上げが行われてきたが、特に 2000 年 10 月に行われた実験では、平均出力 10 kW の CO<sub>2</sub> パルスレーザーを約 50 g の機体を約 71 m まで打ち上げた。この実験の際の機体は、機体を高速回転させることで傾きへのロバスト性を上げつつ、カウル内側にアブレーター推進剤を搭載している<sup>[12]</sup>。

さらに、佐宗らはチューブ内でプロジェクトイルをラム加速器のように加速させる Laser In-Tube Acceleration を提案し、宇宙エレベータへの応用などが考えられている<sup>[13] [14] [15]</sup>。さらに Rezunkov らはレーザー推進器(Aerospace Laser Propulsion Engine, ASLPE)を開発し、RP モードと CW モードそれぞれについて運転し、その推進特性の半経験式と実験結果が示された<sup>[16]</sup>。

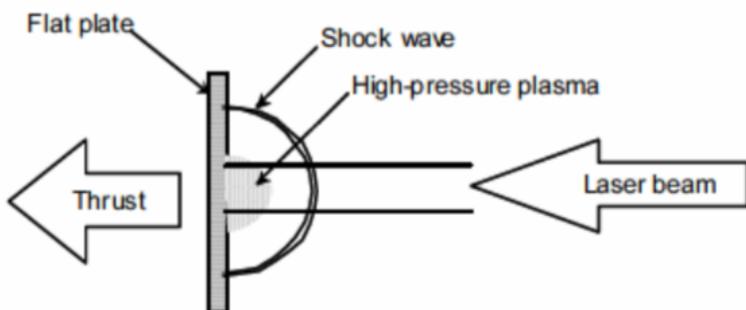


図 4 金属板へのレーザーの照射

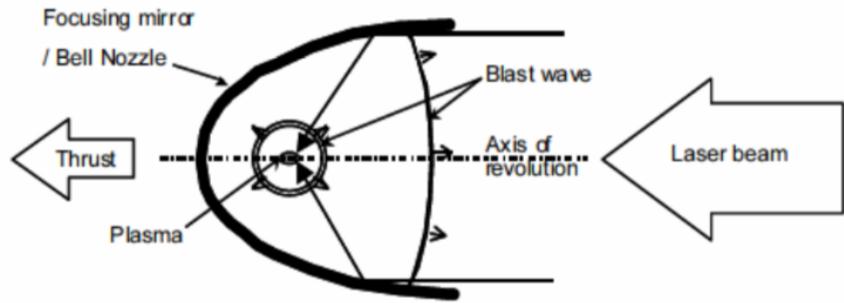


図 5 ベル型ノズルを用いたレーザー推進

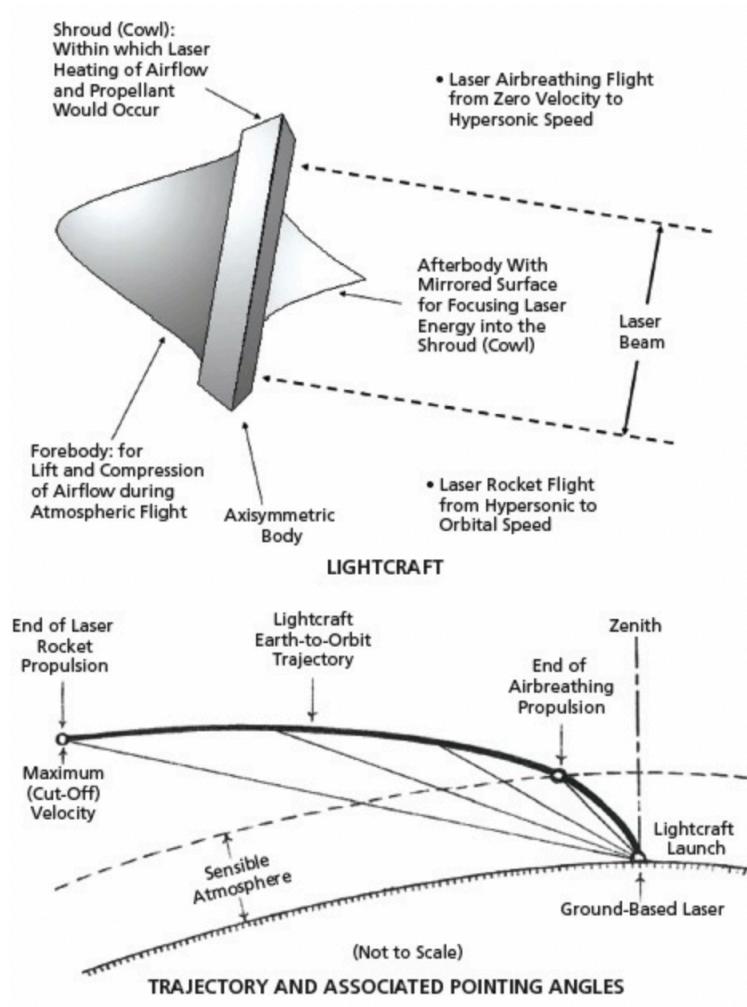


図 6 レーザー推進器 Lightcraft 概念図 [17]

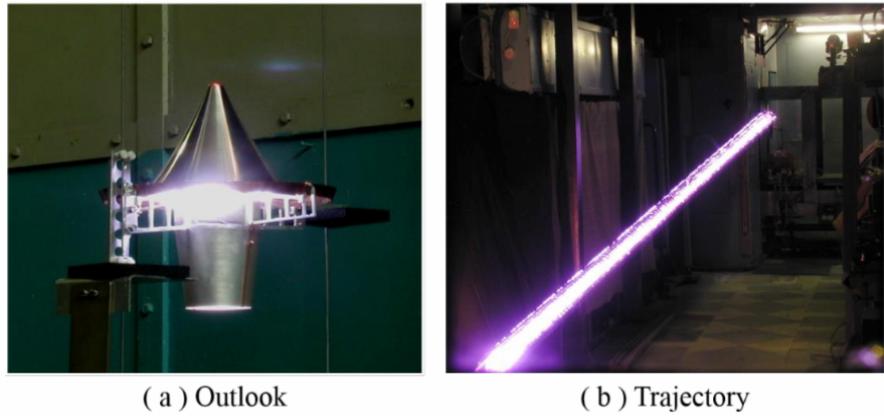


図 7 ASLPE [16]

これまで述べたように様々な先行研究が行われているが、レーザー推進の推進性能を示す指標として運動量結合係数 $C_m$ が用いられる。これは、投入するレーザーエネルギーに対する得られた力積で定義され、以下のように表される。

$$C_m = \frac{I}{E_i} \quad (1)$$

図は各種推進器形状における単パルスのレーザーエネルギーと $C_m$ の関係を表している。ベル型ノズルの性能が最もよく、平板を除き全てがエネルギーの増加とともに $C_m$ が大きくなっている。また、雰囲気圧を変化させた結果は図のようになつたと報告されており、雰囲気圧の減少に伴い $C_m$ も減少していることがわかる。

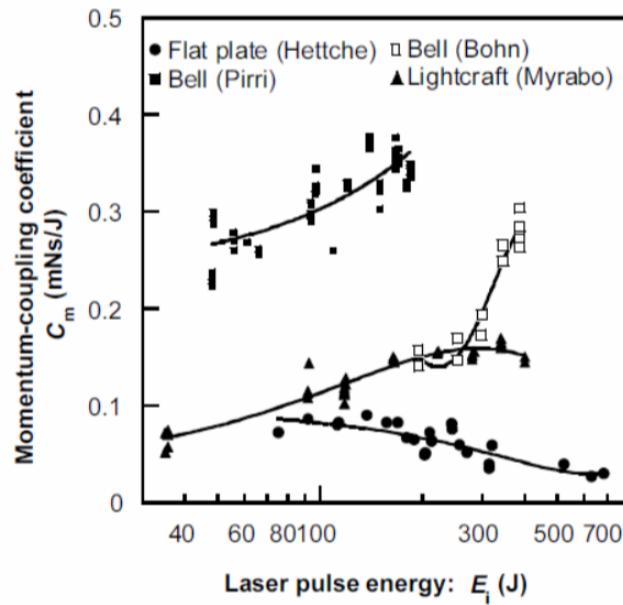


図 8  $C_m$  の投入エネルギーに対する依存性

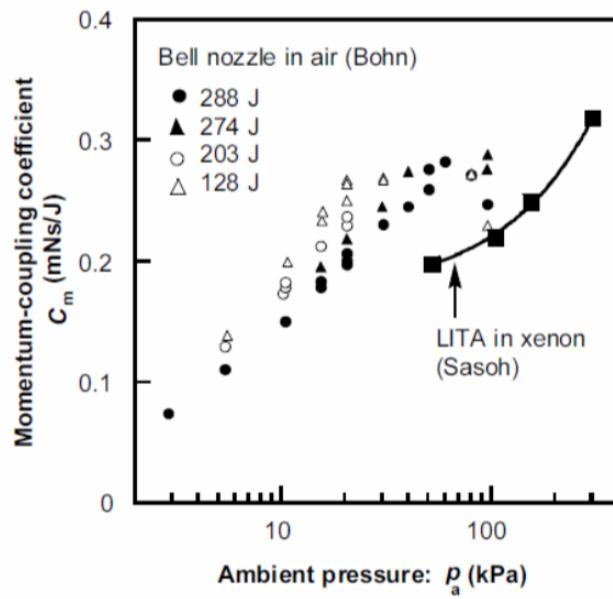


図 9  $C_m$  の雰囲気圧力に対する依存性

このように様々な条件で $C_m$ を計測する実験が行われてきたが、 $C_m$ が実際にどのように決定されるかについては明らかになっていない。そのため、レーザー推進のエネルギー変換過程を適切にモデル化し、定量的評価を行うことが求められる。したがって、エネルギー

一変換過程の核の部分であるプラズマがどのようにレーザーエネルギーを吸収し進展するかということを明らかにする必要があると考えられる。次節では、レーザー放電の進展現象の概要・先行研究について述べる。

## 1.2 レーザー放電の進展現象

### 1.2.1 レーザー放電の概要

レーザーが集光され絶縁破壊によってプラズマが生成されると、機体に入って来るレーザーエネルギーはプラズマ内の電子の逆制動放射によって吸収される。このレーザーエネルギーが吸収される過程には主に次の二つがあることが知られている。

#### ・Laser Supported Detonation(LSD)

レーザー強度が十分に大きい場合、レーザーエネルギーを吸収したプラズマは周辺の大気を加熱・圧縮し、電離波面が衝撃波と接触した状態でレーザーの上流側へと膨張する。このような状態を、化学デトネーションとのアナロジーで Laser Supported Detonation(LSD)という。実際には、これは衝撃波ではなく放電の進展によって駆動される現象であり、化学デトネーションの中でもピストンによって駆動される過駆動デトネーションと相似の現象であると言える。

LSD の状態では、気体が定積的に加熱され、プラズマに吸収されたレーザーエネルギーが圧力上昇に利用される。すなわち、レーザーエネルギーはプラズマ発生に用いられるだけでなく、推力生成にも寄与することになる。

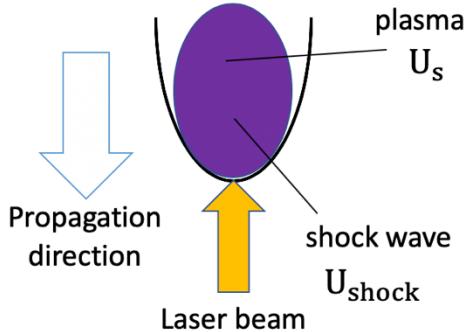
#### ・Laser Supported Combustion(LSC)

時間が経ち、レーザーエネルギーが小さくなつて来ると、プラズマ前縁は衝撃波から離れた状態で爆風は膨張していく。この状態を Laser Supported Combustion(LSC)と言う。この状態ではプラズマから衝撃波へエネルギーが伝達されず、プラズマに吸収されたレーザーエネルギーは圧力上昇ではなく、気体の膨張に利用されることになるため、推力生成には寄与しないものと考えられる。

このことから、レーザー推進においては衝撃波と電離波の乖離を起こさずに、LSD の状態でレーザーを照射することが重要となる。さらに得られる推力は LSD による圧力上昇量に比例し、圧力上昇はレーザー放電の進展速度ひいてはレーザー強度に依存する。

### Laser supported detonation(LSD)

$$i) U_s = U_{\text{shock}} \quad (S \geq S_{\text{cr}})$$



### Laser supported combustion (LSC)

$$ii) U < U_{\text{shock}} \quad (S < S_{\text{cr}})$$

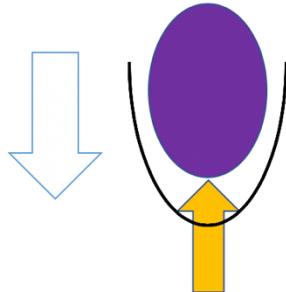


図 10 LSC と LSD

#### 1.2.2 レーザー放電の進展原理

レーザー放電の進展原理は未だ明らかになっていないが、先行研究において提案されたものは以下の通りである。

- Detonation Wave / Laser Supported Detonation Wave

レーザー放電の進展現象が発見された同年、Ramsden らは、レーザー放電の進展現象はプラズマがレーザーを吸収することで駆動される C-J(Chapman-Jougue)デトネーションとして記述できるとした [18]。

1965 年には Raiser らによって、レーザー放電に対応する Hugoniot 曲線が提案され、電離現象が流れ馬に与える影響が十分に小さい場合は、レーザー放電の進展は C-J 状態であるとした。さらに、レーザーによる加熱量が気体の内部エネルギーに比べて十分大きいと仮定すれば、進展速度は次の理論式に従うとした [19]。

$$U_{CJ} = \left[ 2(\gamma_{eff}^2 - 1) \frac{S}{\rho_0} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

- Breakdown Wave

Raiser は、絶縁破壊によって進展するメカニズムの提案も行った。レーザーの光路は、終講によって焦点から広がっていく形状になる。また、パルスレーザーの出力は基本的に照射開始から徐々に強くなっている、ピークを持った後に減衰していく。ある特定の臨界レーザー強度を超えた瞬間に気体の絶縁破壊が起こるとすれば、レーザー強度が強くなるにつれて焦点から徐々に臨界レーザー強度を超えることになり、波の伝播として観測されると考えられる。

- Radiation / Laser supported Radiation Wave

先に述べた 2 つのメカニズムと同様に, Raiser によって熱放射による進展メカニズムが帝産されている。プラズマ領域において逆制動放射などによってプラズマがレーザー光を吸収して加熱される。数 eV を超えるプラズマからの紫外輻射光が, 破面前面のプラズマが薄い領域で再吸収されることによって光電離を起こし, 新たなプラズマを生成する。これによって波面が進展していく。

- Fast Ionization Wave(FIW) / Photonization

1980 年以降, Fisher らは進展速度が特に強くレーザー強度に依存する傾向が見られたことを踏まえ, 先に述べた Radiation メカニズムに変更を加えた Fast Ionization Wave を提唱した [20] [21]。プラズマ領域から放出された紫外輻射光が波面前方のプラズマが希薄な領域で再吸収されることによって光電離を起こすこととは Radiation メカニズムと同様だが, Fast Ionization Wave においてはその後, 生成されたプラズマがレーザーを吸収することにより電離雪崩を起こし, 新たなプラズマ領域となる。この繰り返しによって波面が進展していく。およそ  $100 \text{ GW/m}^2$ においてこの理論から予想される進展速度が実験で得られた進展速度と一致すると言う先行研究がある。

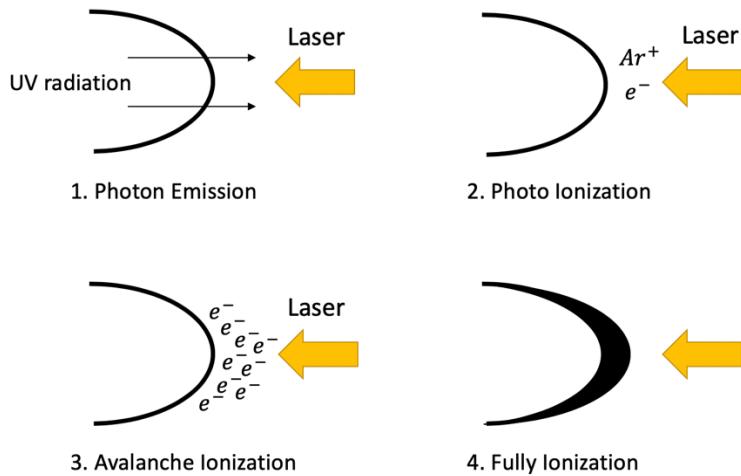


図 11 レーザー放電の進展原理

### 1.2.3 レーザー放電の進展に関する先行研究

レーザーを集光することによって生じたプラズマがレーザー光源に向かい進展していく現象は, 1964 年に Ramsden によって初めて発見された [22]。

1965 年には Raiser によって, 先に述べたいくつかの進展モデルが提案され, また解析的にレーザー光軸に対して垂直方向への流れの影響が示唆されている。プラズマ領域を円柱形状であるとして, Mandelshtam らの実験結果 [23]を踏まえて光軸にそった厚みと半径が同程度であると仮定すると, 実験結果の進展速度といい一致を示すとしている。

1974 年には Maher らが, 15 J, よおよそ 10us 幅の  $\text{CO}_2$  パルスレーザーを用いて, プラズマが着火するレーザー強度のターゲット依存性や, 実験から得られた進展速度と Raiser の

LSD モデルとの比較検討を行った [24]. 結果としていい一致を示しているが、実験データの指數関数による近似曲線の字数は  $0.415 \pm 0.024$  であり、Raiser のモデルとの差異は不明とされている。

1978 年には Boiko らが、100 J, 120 ns 幅の CO<sub>2</sub> パルスレーザーを用いて、740 torr のアルゴンおよびキセノン中で実験を行った。この指數関数による近似曲線の次数は 2.2+0.2 となり、提案してきたモデルとは大きく異なる結果となった [25]。

2000 年には Y.Chen らが 100 mJ, 6.5 ns 幅の Nd:YAG パルスレーザーを集光することで生成したプラズマのエネルギー吸収や進展速度などを計測し、一次元 Laser-Supported Radiation Wave モデルとの比較検討を行っている [26]。

2002 年から森らは、10 J のパルスレーザーを非軸パラボリックミラー集光することで LSD を観測し、集光の  $f$  値による終了条件への影響を検討した [27]。さらに、点源爆発相似解を用いた解析を行い、エネルギー変換過程およびその周囲圧力に対する依存性を明らかにした [28] [29]。

2008 年には牛尾らによって LSD の閉じ込めが LSD 終了条件に与える影響が評価された [30]。10 J の CO<sub>2</sub> パルスレーザーをシリンドリカルミラーによって V 字の切り込みと平面上にそれぞれ線状に集光し、その有無の評価を評価している。

同年に Ilyin らは FIW, LSRW, LSDW などを含む複数のモデルを用いて別々に得た数値計算結果と実験で得られたものを比較し、良い一致が得られたとしている [31]。

2014 年に嶋村らは、2 J, 0.30 0.45  $\mu$ s 幅の Nd:Glass パルスレーザーと 7 J, 3  $\mu$ s 幅の CO<sub>2</sub> パルスレーザーによってプラズマの進展を観測し、光電離による種電子生成を考慮したモデルから計算した進展速度と実験で得られる物を比較し、良い一致が得られたとしている [32]。

2015 年に嶋村らは、10 J, 3  $\mu$ s 幅の CO<sub>2</sub> パルスレーザーによって空気中でのプラト一圧を計測し、ユゴニオ解析を用いて計算される理論値と良い一致が見られたとしている。[33]

2016 年に松井らによって、進展速度に対するレーザー径の影響が評価された。大気中で 100 GW/ m<sup>2</sup> 程度のレーザー強度であれば、5.1 mm 以上のレーザー径において十分に一次元的な径が達成され、進展速度がレーザー強度に対して一意に定まることが示された。この際の指數関数での近似曲線の次数は 0.46 となっている [34]。一方で衝撃波は横方向にも進展しその影響が無視できない二次元流れであることが明らかになっているが、具体的な横方向進展のメカニズムとその影響は明らかになっていない。

さらに 2017 年に Ofosu, 島野らによって、レーザー放電の進展速度とレーザー強度の関係における気体種の影響が評価された。窒素、酸素、アルゴン、ヘリウムについて進展速度の計測が行われ、その結果、各気体についてレーザー強度と進展速度の関係が一意に決まり、それらに傾向の違いが見られることが明らかになった。彼らはそれぞれの機体につ

いて、近似曲線を  $U = aS^b$  としてパラメータ  $a, b$  を求めた。下図はその結果を示した物である [35]。

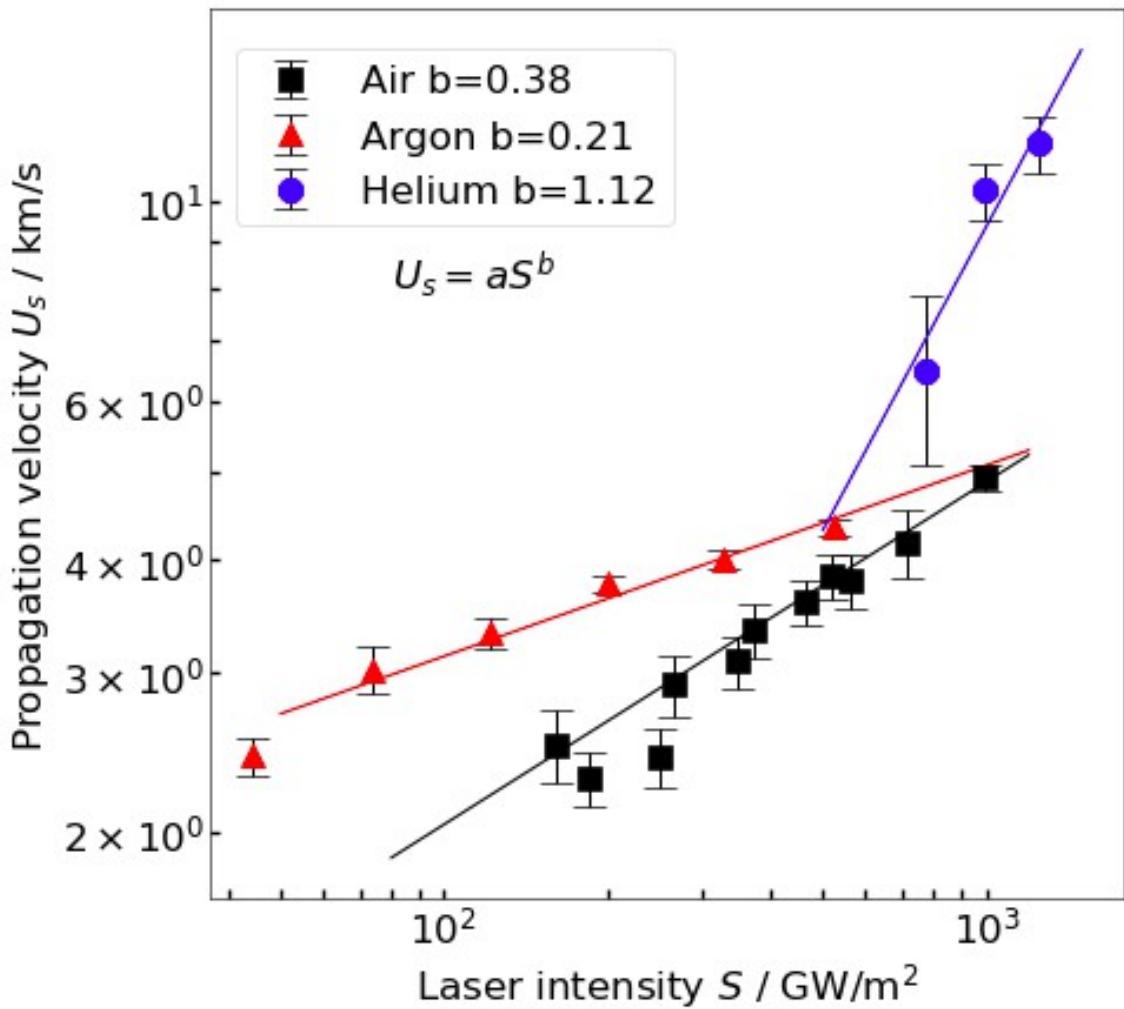


図 12 各気体種での進展速度とレーザー強度の関係 [35]

### 1.3 研究目的

先述の通り、嶋村らによりプラトー圧の値がユゴニオ解析を用いて進展速度から計算される理論値と一致していることが明らかとなった。しかし、彼らは空気中での実験しか行っておらず、Ofosu, 嶋野らの実験において他のガス種に比較して特に特異的な結果を示しているヘリウムでも一致するのかが明らかになっていない。また、前述の通り圧力の上昇量はレーザー放電の進展速度およびレーザー強度に大きく影響されるので、気体種およびレーザー強度によるプラトー圧の傾向の違いについて理解することは、レーザー放電の進展現象やエネルギーが重粒子に輸送される現象を解明する上で非常に重要であると考え

られる。また、十分に大気が薄い領域で作動流体としてどのような気体を用いるのが最適であるかということは、レーザー推進器設計の観点でも大いに意義がある。

これらのことから、推進器の性能を決める最も重要なパラメータであり、かつ物理的にも衝撃波による昇圧に比べて計測しやすいプラトー圧を各気体種において計測することにより、それがレーザー強度に対してどのような傾向を示すのかを明らかにすれば、進展速度の違いをもたらす要因を解明する道標になると考えられる。今回の実験では、計測された様々なガス種の中でも特に速度などの進展の傾向の違いが大きく、一方でどちらも単原子分子であることから解離や振動・回転などのエネルギーを考えずに済むなどの近い条件で比較が行えるアルゴンとヘリウムについてプラトー圧を測定し、加熱率との関係を求めることにより傾向の違いをもたらす要因について十分な議論を行えると考える。

以上を踏まえ、本研究では以下の二点を研究目的とする。

- 1 アルゴン・ヘリウムのプラトー圧を測定し、先行研究の $U = aS^b$ から導出される加熱率との関係を見る。
- 2 アルゴン・ヘリウム気中でのプラトー圧と CFD から数値計算的に求められる値との差異を見る。

## 第2章 測定原理および実験系

本章では、本研究の実験の基礎となる測定原理・および実験に使用した実験装置について記す。まずレーザー支持デトネーションを観測するために、TEA-CO<sub>2</sub>パルスレーザーを使用した。デトネーションに一次元性を持たせるため、レーザー径と同程度の大きさの衝撃波管を用いている。大気以外の気体中でプラズマを発生させるために密封容器(真空チャンバー)を使用し、ZnSe 窓を通してレーザーを導入した。発生したプラズマの可視化にはシュリーレン法を用い、ハイスピードカメラで撮影した。以下で各要素の詳細について述べる。

### 2.1 測定原理

#### 2.1.1 プラトー圧測定

### 2.2 実験装置

#### 2.2.1 TEA-CO<sub>2</sub>パルスレーザー

本研究ではプラズマの生成および進展の観測のために、Transversely Exited Atmospheric (TEA) CO<sub>2</sub>パルスレーザーを使用した。その外観および内部構成、典型的な出力の時間履歴、照射面内の典型的なエネルギー密度の分布を以下の図に示す。また、諸元を表に示す。エネルギーはカロリーメータによって、時間履歴はパワーメータによって計測した。計測結果は図に示した通り、スパイクのFWHMは120 ns程度で、その後指数関数的に減衰していく。

またエネルギー密度分布は、カロリーメータとアルミ平板によるスリットを用いて、参考文献に従って行った。すなわち、水平方向のスリットを鉛直方向に少しづつ移動させながらエネルギーを計測ていき、鉛直方向のエネルギー分布を得る。同様に水平方向のエネルギー分布を得て重ね合わせることで、2次元分布を得た。スリット幅および計測ごとのスリットの移動幅はともに1 mm程度であった。計測結果は図のとおりであり、水平方向はおおよそGaussian 形状であり、また鉛直方向はTop Hat 形状であった。加えてこの分布を考慮した際のピークレーザー強度と、一様で仮定した際の強度の比は、2.0であった。

また、実験の前後でそれぞれエネルギーの計測を5回行い、その平均値をレーザーの出力として結果の解析に使用している。

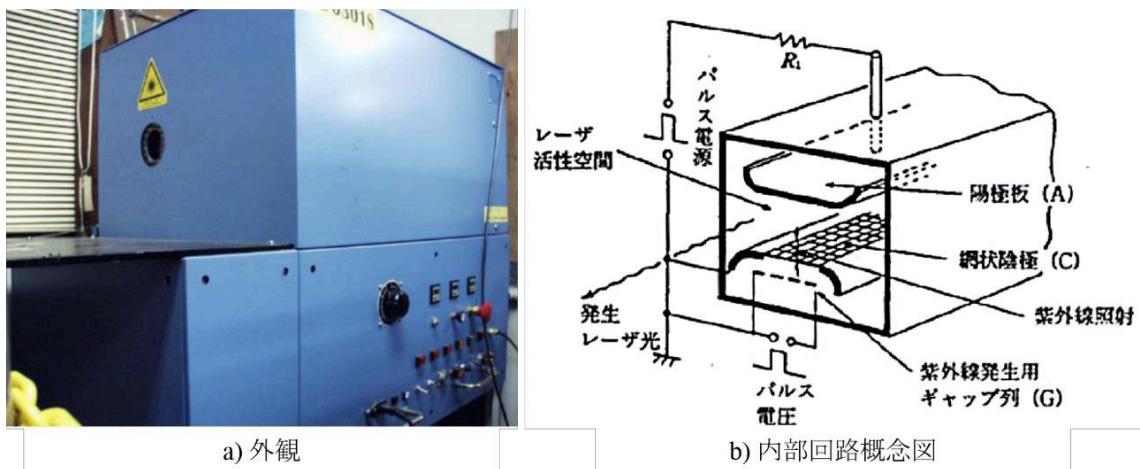


図 13 TEA-CO<sub>2</sub> レーザー

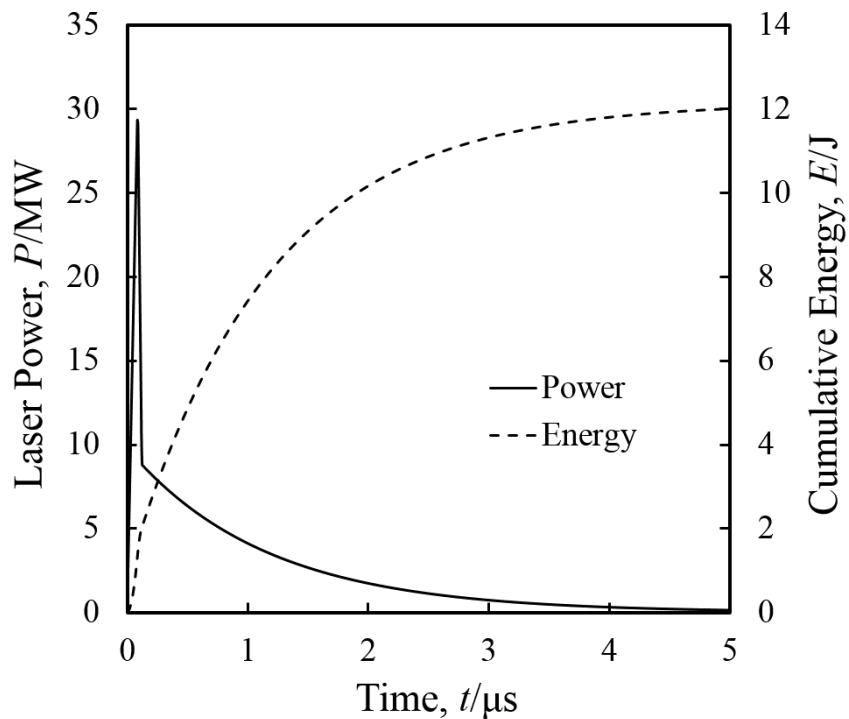


図 14 TEA-CO<sub>2</sub> レーザー出力履歴

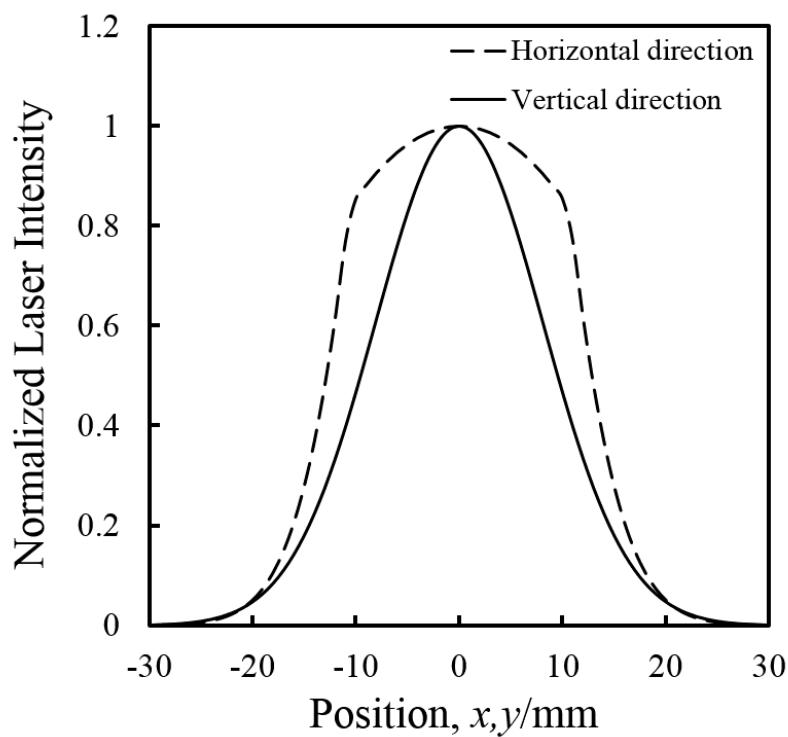


図 15 TEA-CO<sub>2</sub> レーザー出力分布

表 1 CO<sub>2</sub> パルスレーザー諸元

製造元	宇翔
形式	IRL 1201
定格出力 $E$	12 J
パルス幅(FWHM)	$120 \pm 20$ ns
繰り返し	Single, -0.5 Hz
封入ガス	He : N <sub>2</sub> : CO <sub>2</sub> = 84: 8: 8
封入ガス圧力	120 kPa
波長	10.6 $\mu$ m
ビームサイズ	30 mm × 30 mm
横モード ( $M^2$ )	$(M_x^2, M_y^2) = (20, 50)$



図 16 カロリーメータ

表 2 カロリーメータ諸元

製造元	Gentec-EO
形式	QE50 LP-H-MB
受光面サイズ	50 mm × 50 mm
最大許容入射光量(1064 nm, 7 ns, Single)	0.6 J/cm <sup>2</sup>
立ち上がり時間(0-100%)	900 μ s
受光感度(λ = 10.6 μ m)	4.35 V/J

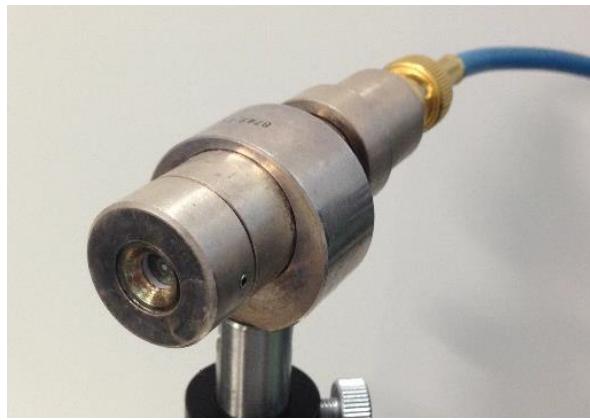


図 17 パワーメータ

表 3 パワーメータ諸元

製造元	浜松ホトニクス
形式	B749
受光面サイズ	$\phi$ 5 mm
最大許容入射光量	1 J/cm <sup>2</sup>
立ち上がり時間(10-90%)	<1 ns
受光感度( $\lambda = 10.6 \mu m$ )	1.2 mV/kW

## 2.2.2 一次元デトネーション管

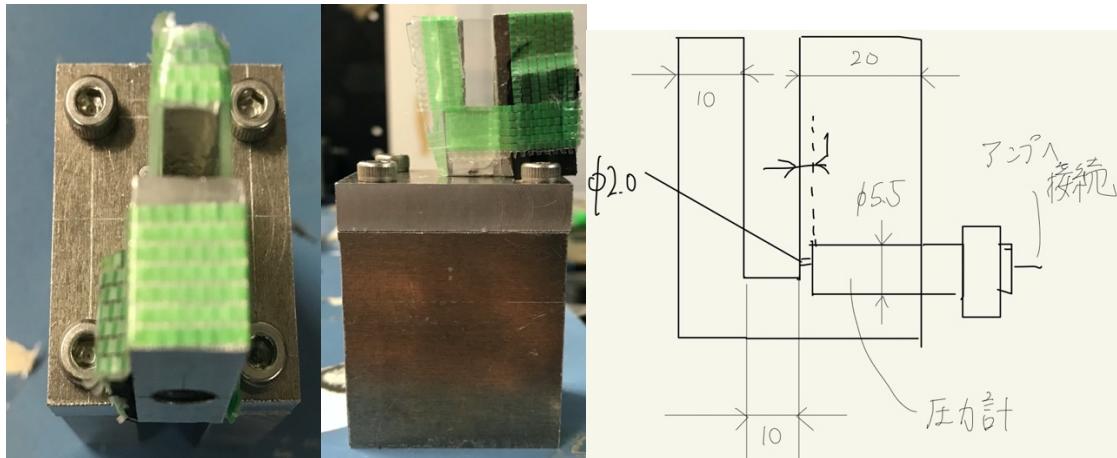


図 18 一次元デトネーション管の外観

レーザーを照射する一次元デトネーション管は上の図のようにアルミニウムで作成した。衝撃波の横方向の進展の影響を防ぐために 5mm × 5mm で設計した。レーザーの形状も考慮し管の長さは 15mm とした。アルミナのアブレーションは観測されなかった。

圧力計と管の接続部分の径が 2mm と小さいが、これは底面での圧力を図るためにある。一方で、この径は圧力計の受圧面の径が 5.5mm であるのに対して小さいので測定される圧力は理想的に測った場合に比べて約 2% 低くなるとみられる。

また、製作の都合上圧力計は管との接続部分に接することができないため、ヘルムホルツ共鳴というものが生じてしまう。共鳴周波数は以下のように計算される [36]。

$$f = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{c_0}{2\pi} \frac{d_1}{d_2} \sqrt{\frac{1}{l_1 l_2 k}} \approx 31 \text{ kHz} \quad (3)$$

$$k = 1 + \frac{8}{3\pi} \frac{d_1}{l_1} \quad (4)$$

$c_0$ : 音速(グリース中・高音空气中)

これは圧力計の共振周波数よりも低く、影響を無視できない。この共鳴を防ぐために考えられる方法としては、 $d_1$ を大きくすることや $l_1, l_2$ を小さくすることが考えられるが、今回は後述するグリースが気柱共鳴しないため、これを挿入することで解消している。

表 4 デトネーション管諸元

$d_1$	2 mm
$d_2$	5.5 mm
$l_1$	1 mm
$l_2$	3 mm
$c_0$	1500 m/s

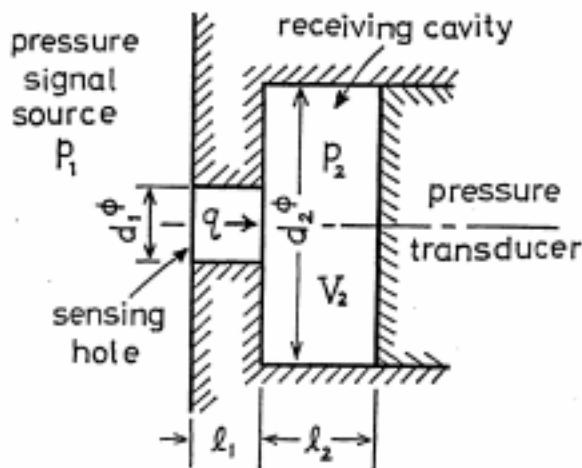


図 19 圧力計とデトネーション管の接続部 [36]

### 2.2.3 圧力計・アンプ

本研究での圧力計測には図 18 の圧力計を用いている。圧力計の先端に内蔵されているピエゾ素子により圧力を感知し、それを電圧に変換してオシロスコープに表示する。諸元を以下の表に示す。圧力計の測定可能温度範囲は 473 K であり、衝撃波による加熱で瞬間にこの温度を超える可能性があるため、受圧面にはグリースをぬった。

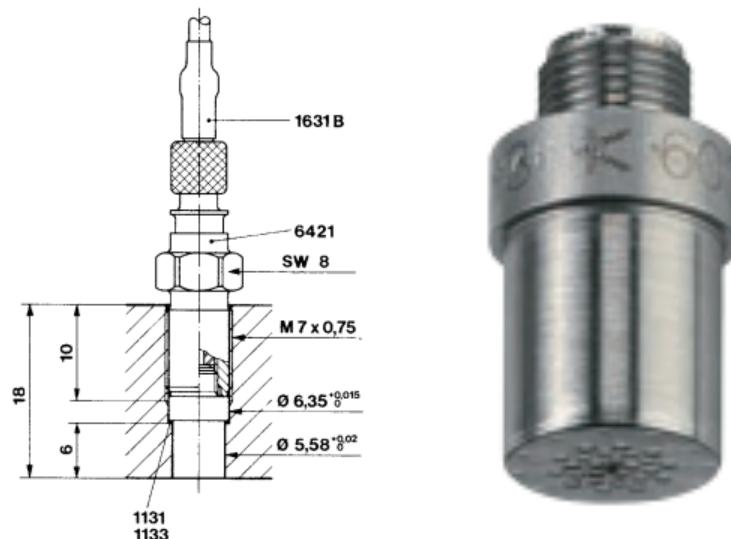


図 20 圧力計 [37]

表 5 圧力計の諸元

製造元	KISTLER
形式	Type 603B
圧力範囲	0 ~ 200 bar
センシティビティ	-5.0 pC/bar
共振周波数	400 kHz
測定可能温度範囲	77 ~ 473 K
Calibrated partial ranges	0 ~ 20 bar



図 21 チャージアンプ [38]

表 6 チャージアンプ諸元

製造元	KISTLER
形式	5018A
周波数レンジ	0 ~ 200 kHz
群遅延	2 $\mu$ s
測定範囲	$\pm 20 \sim 30000$ mV

#### 2.2.4 シュリーレン光学系

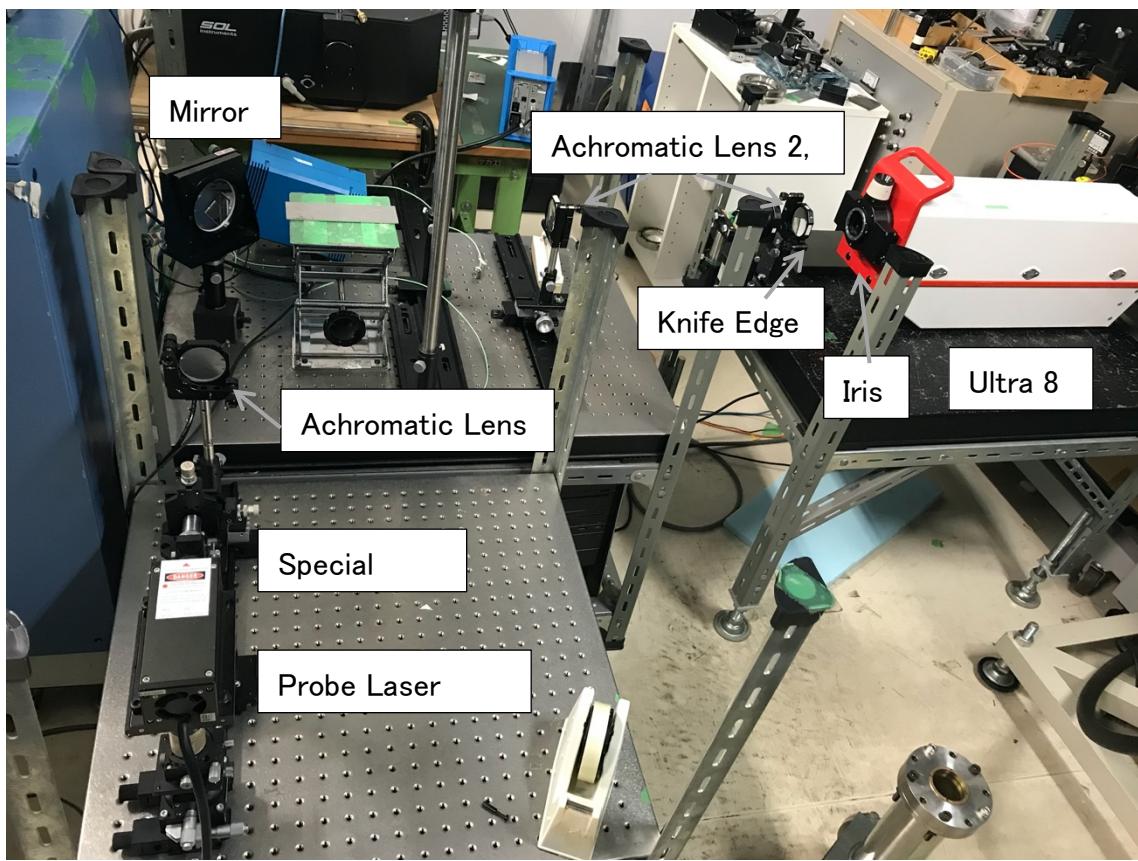


図 22 シュリーレン光学系外観

表 7 Probe Laser(半導体励起固体レーザー)諸元

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

表 8 ICCD カメラ 諸元

製造元	DLR, Inc.
形式	Ultra 8
解像度	512×512 pix
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

表 9 アクロマチックレンズの組み合わせと倍率

レンズ 2 の焦点距離	レンズ 3 の焦点距離	倍率
300 mm	150 mm	50

### 2.2.5 集光光学系

本研究ではレーザー支持デトネーションの一次元進展を観測するために比較的長い焦点距離を持つ集光光学系を用いている。それに伴い、後述するガウシアンビームの理論から、短い焦点距離の場合に比べて焦点でのビーム径が大きくなる。そのため、レーザーのパワー密度が減少し、自由空間での絶縁破壊は発生しないが、焦点にデトネーション管の底面をターゲットとしておくことでプラズマを生成する。以下では、プラズマを生成するために使用した集光光学系について述べる。また、等価直径 $D$ について定義するとともに、レーザー光路の各変位におけるビーム径を見積もるために考慮するガウシアンビームの理論について触れる。

概念図と焦点でのビーム径などの比較を以下に示す。焦点距離の異なる 2 つの非軸シリンドリカルミラーを用いている。Top Hat 側を $f=400$  mm のミラーで、Gaussian 側を $f=500$  mm のミラーで集光する。これらすべてのミラーは反射面が金でコーティングされており、そのため反射率は 96%(実測値)となっている。この度使用したレーザーは 2.2.1 節で述べたようにビームの横モードが方向によって異なっている。 $M^2$  が大きい、すなわちより高次モードを強く含むビームの方が、回折の影響が大きくなり、焦点でのビームサイズが大きくなりやすい。そのため、比較的大きな $M^2$ を持つ Top Hat 側を短い焦点距離で集光することで、焦点でのビームサイズが同程度になるようにしている。

有効直径  $D$  は照射面積が等しくなるような円の直径とし、ガウシアン方向のビーム幅を  $D_G$ 、トップハット方向のビーム幅を  $D_T$  として次のように定義する

$$D = 2 \left( \frac{D_G D_T}{\pi} \right)^{0.5} \quad (5)$$

また、CO<sub>2</sub>レーザーの諸元と上記の焦点距離の情報を用いることで、レーザー光の電波距離とビーム径の関係を見積もることができる。純粋なガウシアンビームの伝播を考えると次式が成り立つ。

$$w(z) = w_0 \left( 1 + \left( \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2 z^2 \right)^{0.5} \quad (6)$$

高次モードを考慮する差異は、ビームのクオリティーファクターとして $M^2$ を用いることで、そのビーム径を次のように見積もることができる。

$$W(z) = W_0 \left( 1 + \left( \frac{M^2 \lambda}{\pi W_0^2} \right)^2 z^2 \right)^{0.5} \quad (7)$$

また、焦点でのビーム径は次のようになる。

$$W_0 = M^2 d = \frac{M^2 \lambda f}{\pi d_{out}} \quad (8)$$

式(5)によって求めたい  $x, y$  方向それぞれのビーム径を用いて見積もった  $z$  方向変位とレーザー照射面積の関係を図に示す。

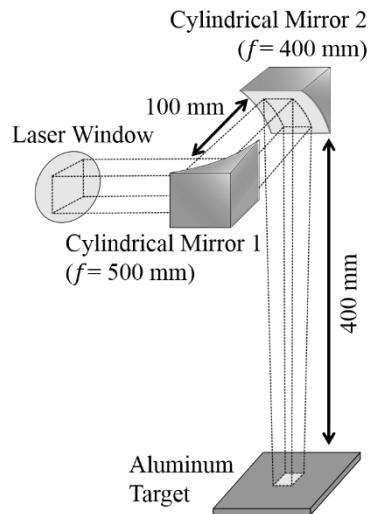


図 23 集光光学系概念図

表 10 集光光学系諸元

	2 cylindrical mirrors
Focal length $f$ , mm	Gaussian : 500 Top Hat : 400
Dimension of focal spot $D_G \times D_T$	4.5 mm $\times$ 9 mm
Effective diameter $D$ , mm	4.1

## 2.2.6 周辺実験装置

上記以外の実験系として、本研究で用いたロータリーポンプ、パルスディレイゲネレータ、オシロスコープの詳細について示す。

表 11 ロータリーポンプ諸元

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

表 12 パルスディレイジェネレータ(PDG)諸元

製造元	Stanford Research Systems, Inc
形式	DG535
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 13 オシロスコープ諸元

製造元	Tektronix
形式	TD2014C
チャンネル数	4
アナログ帯域	100 MHz
サンプリングレート	2 GS/s
レコード長	50.5k ポイント

### 2.3 実験・解析方法

本節では、実験の手順について述べる。

#### 1. 光学系のアライメント

(a)  $\text{CO}_2$ レーザーの集光光学系のアライメントを行う。

##### ① 大まかな配置

バーンパターンの中心がそれぞれの光学系と Ultra 8 の中心と一致するように位置を合わせ、また水平儀を用いて水平方向の傾きを合わせる。これをレーザー光源に近い順から行っていく。Ultra 8 の位置はレーザーの焦点位置からレンズ 2,3 の焦点距離に合わせて決める。

##### ② 微調整

それぞれの光学系または集光点でのバーンパターンをもとに、光学系間の距離や中心軸と光軸の偏りがないかなどを確認し、都度調整する。

(b) シュリーレン法の可視化光学系のアライメントを行う。

① プローブレーザーが水平になるように設置する。

光源本体を水平儀などで水平に設置しても、レーザー光が水平に照射されいるとは限らない。そのため、異なる 2 地点で床からの距離を測って水平を合わせる。また、プローブレーザーが(a)で合わせた集光点を通るように位置、方向を合わせる。

② スペイシャルフィルターのアライメント

プローブレーザーのエネルギーを比較的小さくし、照射面内で一様な強度分布になるようにする。手順としては目測で合わせた後に、レンズの z 位置をずらしてレーザーがピンホールを通るようにする。その後、ピンホール xy 位置やレンズ位置を合わせていく。

③ コリメートレンズ(レンズ 1)のアライメント

まずピンホールからの距離が焦点距離と一致するように設置する。その後一度スペイシャルフィルターを外し、プローブレーザーのレンズ表面での反射光を元にレンズの位置および角度を合わせる。位置がずれている場合は反射光が 3 点に分かれて見えるので、これが重なるように xy 位置を合わせる。さらに反射光がレーザー光源に戻るように角度を合わせる。ただし、厳密に光源に戻すと発振が不安定になる可能性があることから僅かにずらす。

④ レンズ 2 のアライメント

(a)で合わせた集光点からの距離が焦点距離と一致するように z 位置を合わせる。さらに(b)③と同様に xy 位置や角度を合わせる。

⑤ ナイフエッジのアライメント

ナイフエッジをレンズ 2 から焦点距離の位置に設置する。

高さを調節し、プローブの明かりが全体的に暗くなる程度の z 位置で固定する。

⑥ アイリスのアライメント

外していたスペイシャルフィルターを再度設置し、プローブレーザーの出力を上げると、レンズ 2 の焦点距離の位置でレーザーの光路が視認できるようになるので、これによって z 位置が合っていることを確認する。

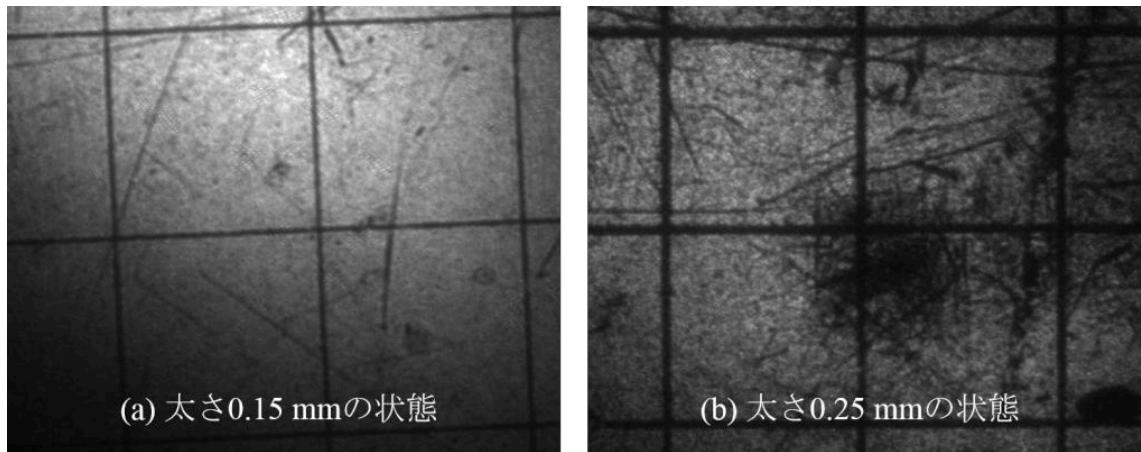
⑦ レンズ 3 のアライメント

ナイフエッジから焦点距離の位置に設置する。再度スペイシャルフィルターを外して、(b)③④と同様に xy 位置や角度を合わせる。

## 2. スケールキャリブレーション

5 mm四方のマス目がついた透明なフィルムをターゲットのバーンパターンの位置に設置し、撮影する。なお、可視化光学系のピントの確認を兼ねており、よくピントがあっている状態ではマス目の線の太さが0.15 mm未満程度に写る。必要に応じてカメラの位置や角度を微調整する。

表 14 シャープネス(ピント)の比較



## 3. 気体の充填

チャンバー内の気体をロータリーポンプで0.1 kPa未満まで引き任意の気体を101 kPaまで充填（とも洗い）し、これを3回繰り返す。

## 4. レーザー出力計測①

レーザー照射窓の直後において、カロリーメータによってエネルギーを、パワーメータによってパワー履歴をそれぞれ5回ずつ計測する。なお発振ごとのエネルギーの変動は±10 %未満であり、トグルを回してからFire のレバーを操作するまでの時間を揃えることで比較的小さくなることが確認されている。

## 5. カメラとレーザー照射の同期①

ICCD カメラのDelay の設定を行い、PDG とオシロスコープによって、レーザーの発振信号から実際の発振までの遅れ時間と1枚目の撮影時刻を5回計測する。なお遅れ時間を設けるだけであればPDG は必ずしも必要ないが、発振信号の形式をTTL でカメラに送るために使用する必要がある。また時刻の同期に関する誤差は、レーザーの発振信号がPDG の閾値にかかる時刻の差に起因するものが主要で±50ns 程度であり、カメラやPDG の作動による誤差は基本的に無視できる。さらに発振信号の誤差は4と同様にタイミングを揃えることで比較的小さくなることが確認されている。

## 6. 計測の時間幅の決定

カメラの設定をし直し、Terminationの時刻を計測してデータを取得する時間幅を決定する。

## 7. データの取得

Delay をその都度設定し直しながら計測区間1（レーザーのスパイク直後）から順に放電の進展を計測する。最後の計測区間まで計測したら逆順に区間1までを計測し、各測定区間について計5回計測する。計測区間は広すぎると速度の算出の際に問題となり、本研究では400 ns（露光時間50 nsを8枚）としている。

## 8. レーザーの出力計測②

## 9. カメラとレーザー照射の同期②

## 10. 各画像から LSD 状態で進展していることを確認する

衝撃波が立ち上がるときに衝撃波面と電離波面がくっついて進展していることを確認する。うまく行っていないと違うところで着火していたり衝撃波がデトネーション管の底ではなく真ん中あたりで発生したりするので、そうならないように注意する。一回のレーザー照射ごとにグリースが気化しそれにレーザーが当たると衝撃波の着火が底面で起こらないので、計測のたびに真空を引くことでこれを防ぐ。

## 11. 圧力を計測し、プラトー圧を算出する

## 12. データのプロット

### 第3章 各気体種でのプラトー圧測定結果

第2章に記した実験系によって、アルゴン・ヘリウム気中でのプラトー圧を計測した。この実験前後に行ったレーザー出力の計測は以下の表の通りである。なお、これはレーザーの直後で測った値なのでミラーでロスされることを考えて約66%にしている。各条件で計測は5回ずつ行った。いずれにおいてもグラフの形状はほぼ一致しており、再現性の高い実験であると言える。プラトー圧が観測できるのは一つ目の膨張波が通過したあと衝撃波が反射して膨張波となり閉口端に達するまでであるため、今回の実験ではプラトー圧は衝撃波が通り過ぎた後から初めて負圧になるところまでと定義し、5回の計測の平均値を今回の計測値とした。また、以下のデータでは、測定されたプラトー圧を雰囲気圧で無次元化し評価している。

表 15 実験前後のレーザー出力 /J の計測

実験前	5.589490969	5.770771757	5.680131363	5.710344828	5.831198686
実験後	5.559277504	5.377996716	5.377996716	5.347783251	5.136288998

#### 3.1 He でのプラトー圧測定結果

本節ではヘリウム気中でのプラトー圧測定について記す。雰囲気圧は 0.2 atm, 0.5 atm, 1.0 atm で行った。

図 24~26 はそれぞれの雰囲気圧でのプラズマと衝撃波の進展の様子である。

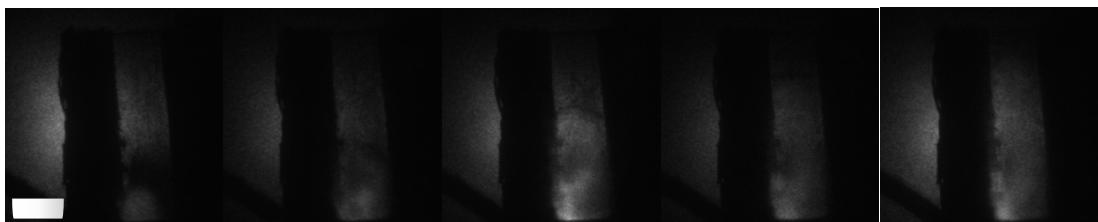


図 24 He 0.2 atm での進展の様子

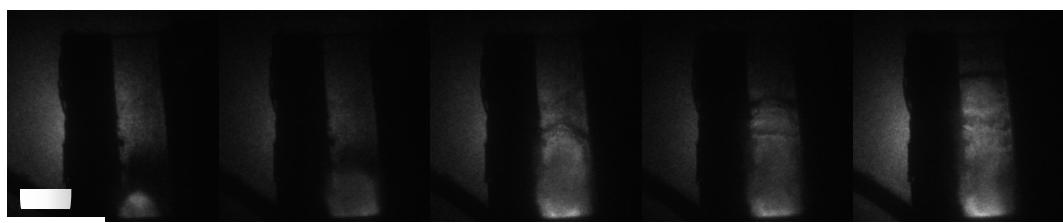


図 25 He 0.5 atm での進展の様子

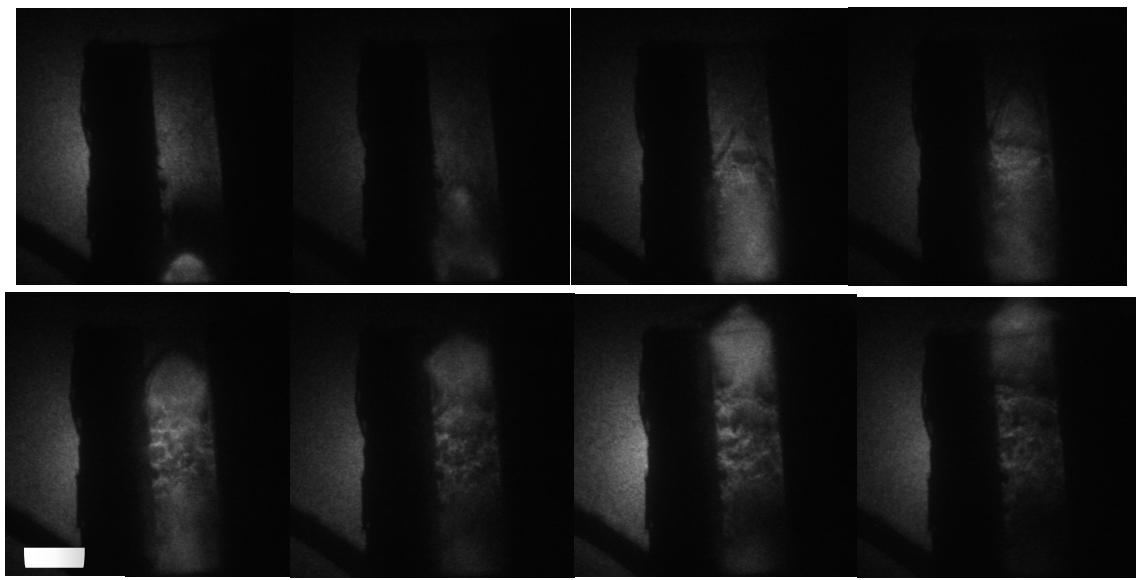


図 26 He 1.0 atm での進展

図 28 はそれぞれの雰囲気圧での閉口端での圧力計測結果である。プラトー圧となるまでにかかる時間がデトネーション波の維持時間に比べて十分大きいため、圧力計でプラトー圧を計測できると言える。

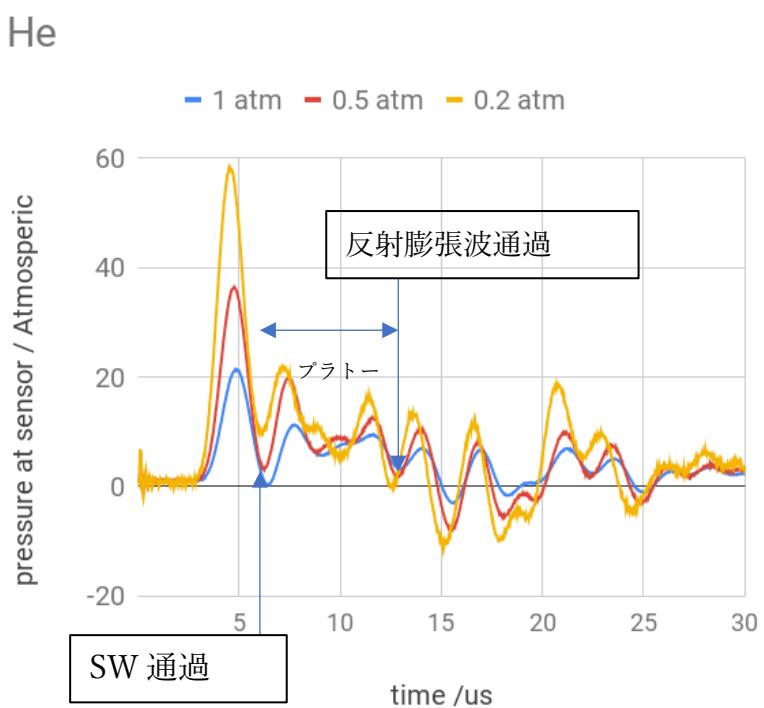


図 27 He での閉口端での圧力の時間履歴

図のように、理想的な状態とは異なり振動が見られるが、これは実際のデトネーションが三次元流れであるため横方向に圧力波の跳ね返りが起こっていることや、圧力計のサンプリングレートが低いことが原因として挙げられる。また、無次元化圧力は雰囲気圧の差に対しあまり大きく変化はしなかった。

### 3.2 Ar でのプラトー圧測定結果

本節ではアルゴン気中でのプラトー圧測定について記す。雰囲気圧は 0.2 atm, 0.5 atm で行った。アルゴンの 1.0 atm では Multiple breakdown と呼ばれる異常放電をしてしまい、うまく進展の様子を確認することができなかった。レーザーエネルギーを下げれば観測可能であったが、本実験では強度を統一し比較するために取り扱わないことにする。

図 29~30 はそれぞれの雰囲気圧でのプラズマと衝撃波の進展の様子である。

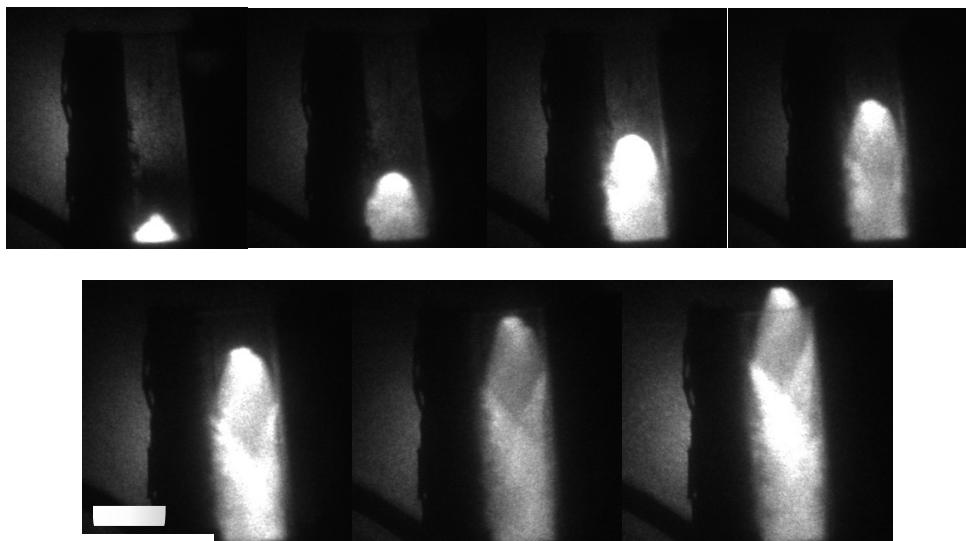


図 28 Ar 0.2 atm での進展

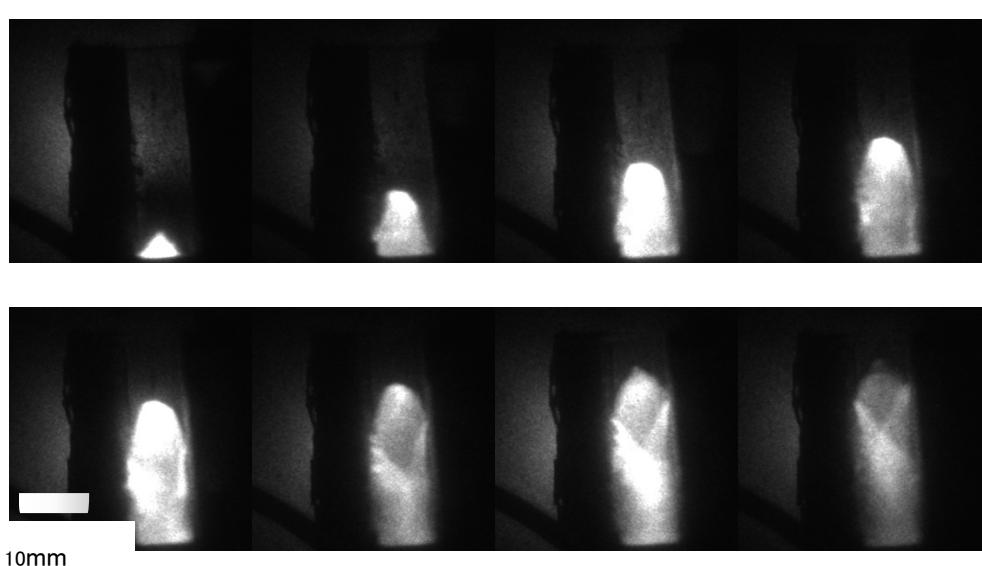


図 29 Ar 0.5 atm での進展

図 31 はそれぞれの雰囲気圧での閉口端での圧力計測結果である。同じ雰囲気圧の場合、ヘリウムの時よりも閉口端での圧力の値が高く出ていることがわかる。また、アルゴンでは雰囲気圧の差により無次元化圧力が大きく変化していた。

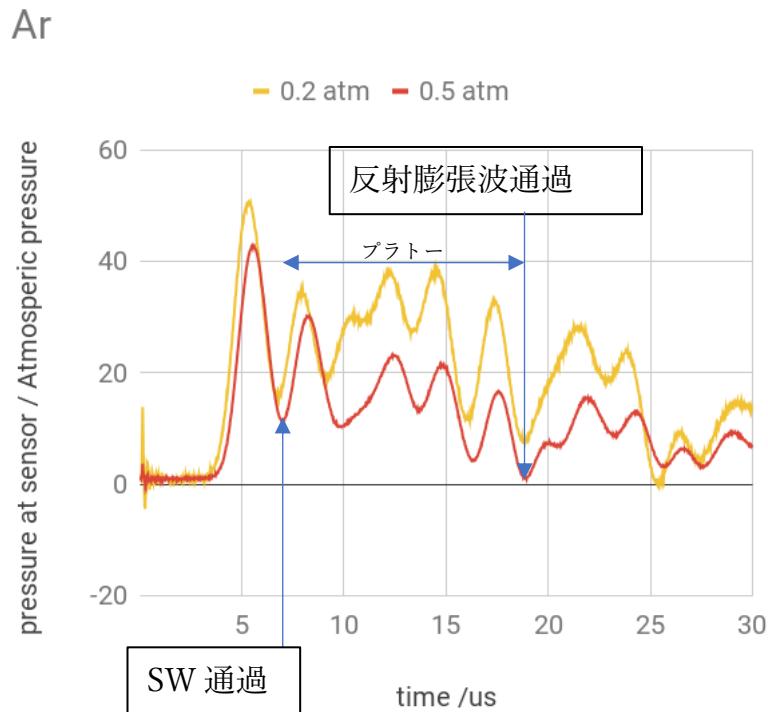


図 30 Ar の閉口端での圧力の時間履歴

### 3.3 プラトー圧の気体種依存性

表 16 He, Ar のプラトー圧 /atm

	0.2 atm	0.5 atm	1.0 atm
He	$9.625 \pm 0.006$	$9.373 \pm 0.072$	$6.825 \pm 0.030$
Ar	$24.47 \pm 0.02$	$15.67 \pm 0.31$	測定不可

表 17 He, Ar のプラトー圧(接続部の径の影響を考慮)

	0.2 atm	0.5 atm	1.0 atm
He	1.718	4.687	6.825
Ar	4.894	7.836	測定不可

## 第4章 考察

### 4.1 気体種による LSD 伝播速度とプラトー圧の関係の差異

前章で測定したプラトー圧を雰囲気圧で無次元化したものと、先行研究でのデトネーション速度とレーザー強度の関係のデータ [35]を用いて、プラトー圧に寄与するレーザー出力の影響を考察できる。プラトー圧に影響を与えるパラメータとして加熱率など様々な要素が考えられるが、ここでは LSD 進展速度を扱うことにする。LSD 進展速度は時間の関数であるため、以下の式で LSD 進展速度をモデル化する。

$$\frac{\int_0^{\Delta t} U dt}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} a S^{1-b} dt \quad (9)$$

$\Delta t$ : LSD 維持時間

$\Delta t$ はプラトー圧の増加に効く加熱が LSD 状態での進展中であることから、デトネーション維持時間とした。図 32 は測定したレーザー出力から算出している。

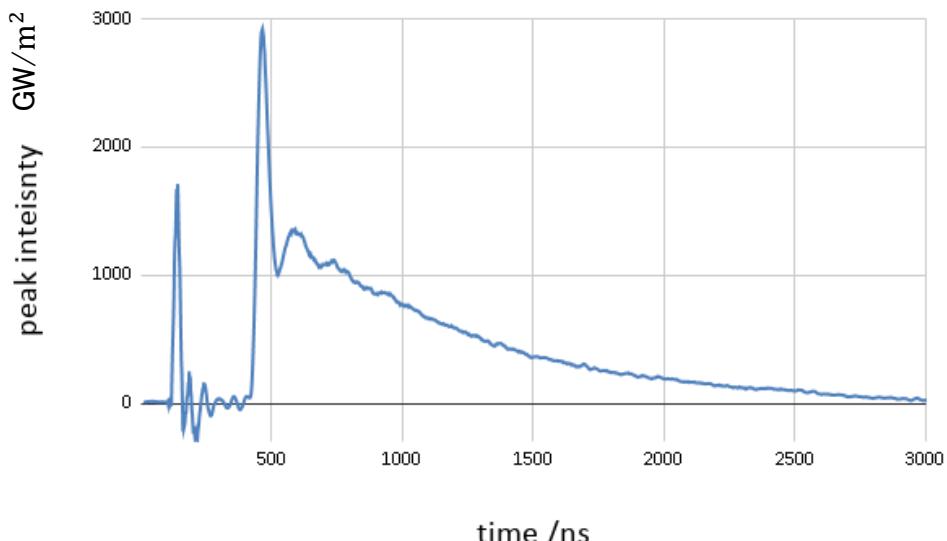


図 31 レーザー強度と時間の関係

表 18 termination 時のレーザー強度 [39]

気体種	He	Ar	N2	O2
レーザー強度 / (GW/m <sup>2</sup> )	932.5	18.65	111.9	93.25

## LSD進展速度と無次元化したプラトー圧の関係

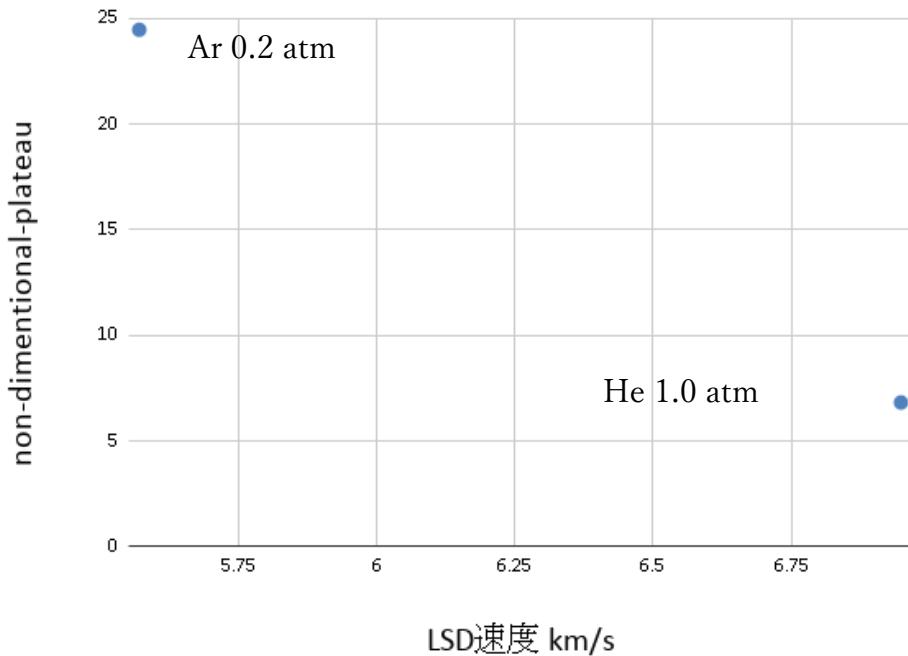


図 32 LSD 進展速度とプラトー圧の関係

表 19 He,Ar の諸元

	He	Ar
雰囲気圧 /atm	1	0.2
a	0.004187423441	2.007217769
b	1.116384524	0.2033155476

この結果から、加熱量  $q = \frac{s}{\rho u} \eta$  の関係により、進展速度が早いほど加熱率が悪くなることと一致していることがわかる。

### 4.2 一次元レイリーフ流れでの数値計算結果との比較

次に、数値計算から予想されるプラトー圧と今回の実験での計測値を比較する。ここではヘリウムの 1 atm のデータを用いて、レーザー強度・LSD 進展速度を今回の実験条件に合わせ、LSD 維持時間を基礎式の  $\eta$  を変化させることで先行研究と合わせて CFD を回し、その結果のプラトー圧と比較した。

ユゴニオ解析ではなく CFD と比較するのは、圧力計の時間分解能が低いため各レーザー強度でのプラトー圧は測れずユゴニオ解析は利用できないが、CFD ならプラトー圧の最終結果で比較することができるからである。

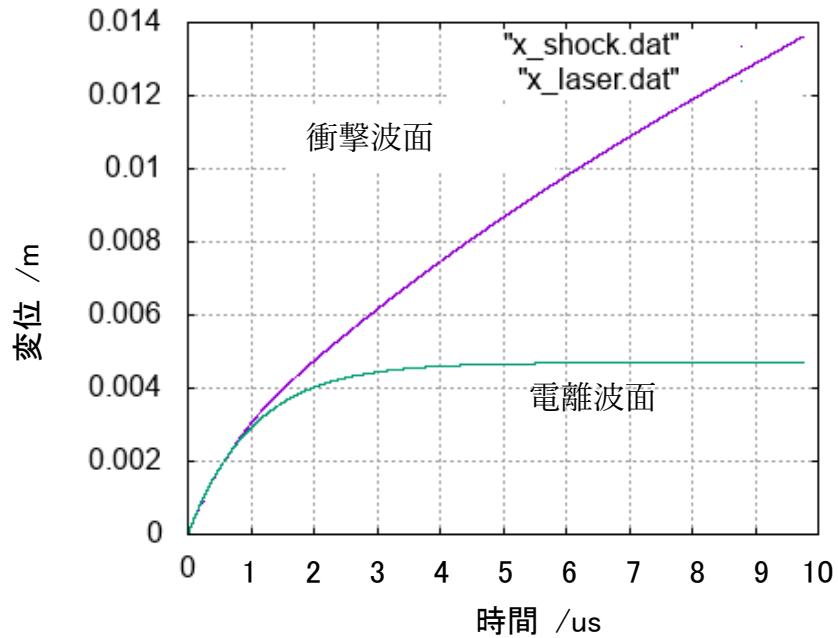


図 33 衝撃波面と電離波面の分離タイミング

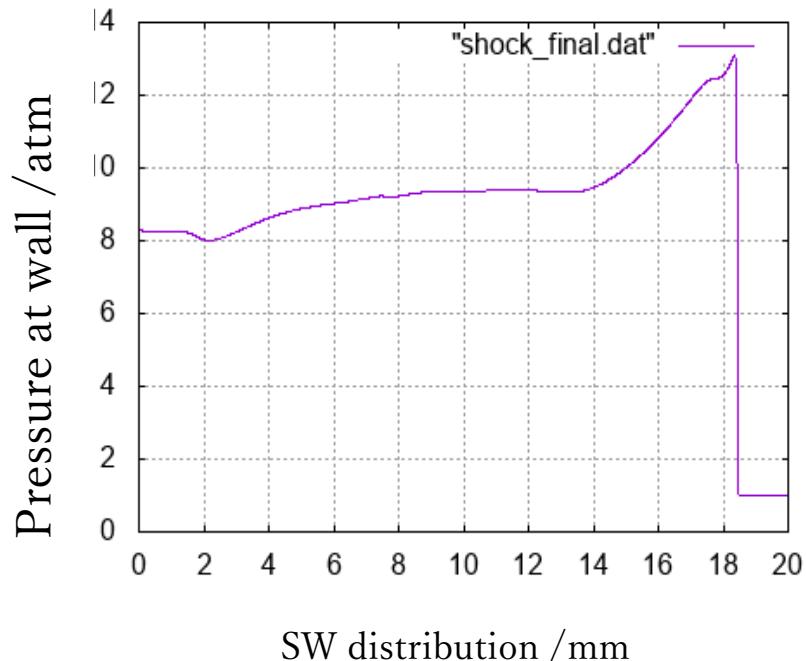


図 34 レーザー発振から  $4 \mu\text{s}$  での管内圧力の CFD

図 36 からわかるように、CFD で計算されるプラトー圧は約 8 atm であり、これは今回計測したプラトー圧 6.8 atm に比べて 1.2 atm 高い値となっている。CFD 解析では CJ でトネーションを仮定しているため、この低さが過駆動デトネーションの程度を表していると言える。

## 第5章 結言

本研究では、一次元レーザーデトネーションにおいてプラトー圧の測定と気体種の影響の評価を目的として、アルゴン・ヘリウム気中におけるレーザーデトネーションで変化する衝撃波管の閉口端での圧力時間履歴を観測した。

結果としては、進展速度の差から推測されるようにアルゴンの方が同じ雰囲気圧でのプラトー圧がヘリウムよりも大きく、また、プラトー圧がCFD解析よりも高い値で計測されることもわかった。衝撃波による温度上昇も考慮し修正したCFDでの解析が必要であると考えられる。

同じ気体種では、ヘリウムは雰囲気圧の違いでそこまで圧力比は変わらなかったのに対し、アルゴンは雰囲気圧が低い方が無次元化した圧力比が非常に高くなつた。したがつて、雰囲気圧とプラトー圧の間に強い相関があるとはいえないかった。

また、CFD解析結果との比較においては、He 1 atm では、プラトー圧はCFD解析結果に比べて実験結果の方が1.2 atmほど低い結果がでた。この結果から、プラトー圧の数値計算との差分がLSDの進展での過駆動デトネーションの程度を表していると言える。

## 謝辞

本研究を卒業論文にまとめるにあたり、多くの方々にご助力を賜りました。

小紫公也教授には、研究内容への鋭い指摘や研究に対する姿勢をご教授いただきました。

また、卒業論文の方針について相談させていただいた際には右も左もわからぬ私に道標を示してくださいました。本研究に携わらせていただき、誠にありがとうございました。

また、RP レーザー推進班の先輩であった神田圭介さん、松井康平さんにはレーザー推進の基礎的な知識だけにとどまらず、実験方法や装置の制作方法・研究に対する取り組み方など本当にたくさんのことをご教授いただきました。プラズマの勉強を始めたのは今年度が初めてだった私でも何とかレーザー推進の概要について理解でき、本研究をこのようない形でまとめることができたのは他でもないお二人のおかげです。ありがとうございました。

小紫・小泉研究室の皆様にも本当に支えられました。輪講での自分の知見を深められるような指摘や、学生室・研究室旅行などの談笑など、充実した研究室生活が送れたのは皆様のおかげです。ありがとうございました。特に、同期の藤沢天馬君、白須健人君、川畑就君、高崎大吾君、佐藤彰太君とは院試勉強を共に乗り越えたり卒論執筆で共に深夜を明かしたりと、常に励み合いながら生活することができました。院試・卒論共に辛く厳しいものでしたが、乗り越えられたのはこの5人の存在があったからです。本当にありがとうございました。

最後になりますが、友人・家族を含め、この半年間お世話になった皆様に心より感謝申し上げます。

## 引用文献

- [1] MHI Launch Services, "H-2A User's Manual," no. 4.0, p. 29, 2015.
- [2] Robert Tomanek, Jakub Hospodka, Reusable Launch Space Systems, Magazine of Aviation Development 6(2), 2018, pp. 11–12.
- [3] H.H. Legner; Douglas-Hamilton, "CW Laser Propulsion," vol. 2, no. 2, pp. 85–94, 1978.
- [4] Koichi Mori, Nobuyuki Harabe, Kimiya Komurasaki, Yoshihiro Arakawa, "Blast-Wave Energy Conversion Processes in Air-Breathing RP Laser Propulsion," vol. 51, no. 588, pp. 23–30, 2003.
- [5] A. Kantrowitz, Laser Propulsion to Earth Orbit: Has Its Time Come?, Second Beamed Space=Power Work, 1986, pp. 41–56.
- [6] A. N. Pirri, R. Schlier, and D. Northam, "Momentum transfer and plasma formation above a surface with a high-power CO<sub>2</sub> laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 3, p. 79, 1972.
- [7] P. T. Rumsby, M. M. Michaelis, and M. Burgess, "Laser induced acceleration of metal foils," *Opt. Commun.*, vol. 15, no. 3, pp. 3–6, 1975.
- [8] G. A. Simons, "Momentum Transfer to a Surface When Irradiated by a High-Power Laser," *AIAA Journal*, vol. 22, pp. 1275–1280, 1984.
- [9] Simons, G. A., and Pirri, A. N., "The Fluid Mechanics of Pulsed Laser Propulsion," *AIAA Journal*, vol. 15, pp. 835–1261, 1977.
- [10] Pirri, A. N., and Monsler, M. J., "Propulsion by Absorption of Laser Radiation," *AIAA Journal*, vol. 12, pp. 1254–1261, 1974.
- [11] Ageev, V. P., Barchukov, A.I., Bunkin, F. V., Konov, V. I., Korobeinikov, V. P., Putjatin, B. V., and Hudjakov, V. M., "Experimental and theoretical modeling of laser propulsion," *Acta Astronautica*, vol. 7, pp. 79–90, 1980.
- [12] L. N. Myrabo, "Brief History of the Lightcraft Technology Demonstrator (LTD) Project," in *AIP Conference Proceedings*, 2003.
- [13] A. Sasoh, S. Suzuki, and A. Matsuda, "Wall-Propelled, In-Tube Propulsion with Repetitive Pulse LaserAblation," *J. Propulse. Power*, vol. 25, no. 2, pp. 49–60, 2009.
- [14] A.sasoh, レーザーを用いた遠隔推力発生と航空宇宙応用, 日本物理学会第 59 回年次大会, 2004.

- [15] A. Sasoh, N. Urabe, and S. Kim, "Impulse enhancement by in-tube operation in laser propulsion," in *in Proceedings of SPIE*, 2002.
- [16] 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 characteristics of laser propulsion engine operating both in CW and in repetitively-pulsed modes," in *AIP Conf. Proc.*, 2006.
- [17] E. W. Davis, "Review Of Laser Lightcraft Propulsion System, 2008, p. 287.
- [18] Savic, S. A. Ramsden and P., A Radiative Detonation Model for the Development of a Laser-induced Spark in Air, vol. 201, *Nature*, 1964, pp. 1212–1213.
- [19] Y. P. Raiser, Heating Of Laser Lightcraft Propulsion System, 1965, p. 287.
- [20] V. I. Fisher, Fast gas-ionization wave in a high-power laser beam, vol. 79, *Zh. Tekh. Fiz.*, 1980, pp. 1083–1088.
- [21] Kharash, V. I. Fisher and V. M., Fast gas ionization wave in a laser beam, vol. 83, *Zh. Tekh. Fiz.*, 1982, pp. 1004–1009.
- [22] Davies, S. A. Ramsden and W. E. R., "Radiation Scattered from the Plasma produced by a Focused Ruby Laser Beam," vol. 13, no. 7, pp. 227–229, 1964.
- [23] S. L. Mandelshtam, P. P. Pashiniih, A. M. Prokhorov, and N. K. Sukhodrev, "Investigation of the spark discharge produced in the air by focusing laser radiation," vol. 22, no. 1, pp. 91–96, 1966.
- [24] W. E. Maher, "Experimental study of ignition and propagation of laser-supported detonation waves," vol. 45, no. 5, p. 2138, 1974.
- [25] V. A. Boiko, V. A. Danilychev, B. N. Duvanov, V. D. Zvorykin, and I. V. Kholin, Observation of supersonic radiation waves in gases generated by CO<sub>2</sub> laser radiation, vol. 5, *Kvantovaya Elektron*, 1978, pp. 216–218.
- [26] Y. Chen, J. W. L. Lewism and C. Parigger, Saptial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions, vol. 67, 2000, pp. 91–103.
- [27] K. Mori, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, "In uence of the focusing f number on the heating regime transition in laser absorption waves," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 10, pp. 5663–5667, 2002.
- [28] K. Mori, N. Harabe, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, "Blast-Wave Energy Conversion Processes in Air-Breathing RP Laser Propulsion.,," *J. Japan Soc. Aeronaut. Sp. Sci.*, vol. 51, no. 588, pp. 23–30, 2003.

- [29] 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.*, vol. 95, no. 11, pp. 5979–5983, 2004.
- [30] M. Ushio, K. Komurasaki, K. Kawamura, and Y. Arakawa, "Effect of laser supported detonation wave con nement on termination conditions," *Shock Waves*, vol. 18, no. 1, pp. 35–39, 2008.
- [31] A. A. Ilyin, O. A. Bukin, and a. V. Bulanov, "Regimes of laser plasma expansion at optical breakdown in the normal atmosphere," *Tech. Phys.*, vol. 53, no. 6, pp. 693–696, 2008.
- [32] K. Shimamura, K. Komurasaki, J. A. Ofosu, and H. Koizumi, "Precursor Ionization and Propagation Velocity of a Laser–Absorption Wave in 1.053 and 10.6  $\mu$  m Wavelengths Laser Radi– ation," *IEEE Trans. PLASMA Sci.*, vol. 42, no. 10, pp. 3121–3128, 2014.
- [33] K. Shimamura, J. A. Ofosu, K. Komurasaki, and H. Koizumi, "Predicting propagation limits of laser-supported detonation by Hugoniot analusis," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 54, 2015.
- [34] K. Matsui, T. Shimano, J. A. Ofosu, K. Komurasaki, T. Schoenherr, and H. Koizumi, "Accurate propagation velocity measurement of laser supported detonation waves," *Vacuum*, vol. 136, pp. 171–176, 2017.
- [35] J. A. Ofosu, K. Komurasaki, "Characterization of laser-induced discharge extending in various gas species," 2017.
- [36] I. Imura, S. Ishi, H. Hatanaka, "圧力測定孔の周波数特性と負荷特性," *計測自動制御学会論文集*, vol. 22, no. 3, 1986.
- [37] KISTLER, *Quartz Pressure Sensor*, 2010.
- [38] KISTLER, "1 チャンネル研究開発用チャージアンプ," KISTLER, [Online]. Available: <https://www.kistler.com/ja/product/type-5018a/>.
- [39] M. Shimano, "様々な雰囲気ガス中におけるレーザー放電の一次元進展現象," 2016.