

磁気ノズルの性能評価に関する数値解析コードの妥当性検証に向けた力積/イオン電流計測

古場, 健斗

九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻プラズマ・量子理工学メジャー

<https://hdl.handle.net/2324/7178678>

出版情報 : Kyushu University, 2023, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :



令和5年度
九州大学大学院 総合理工学府
総合理工学専攻
プラズマ・量子理工学メジャー

修士論文

論文名

磁気ノズルの性能評価に関する数値解析コードの妥当性検証に

向けた力積/イオン電流計測

氏 名

古場 健斗

指導教員名

森田 太智 准教授

目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 レーザー核融合ロケット (LASER FUSION ROCKET)	1
1.2.1 磁気ノズル	3
1.2.2 要求される推進性能とプラズマエネルギー	3
1.2.3 数値解析による性能評価	4
1.3 先行研究	5
1.3.1 数値解析の計算手法	5
1.3.2 エネルギースケーリング	6
1.3.3 スラスト計測と数値解析の間の乖離	7
1.3.4 スラスト計測における問題点	8
1.4 研究目的	10
第2章 スラスト計測とイオン電流計測の比較	11
2.1 実験概要	11
2.2 自発光計測	12
2.2.1 計測概要	12
2.2.2 自発光計測結果	13
2.3 スラスト計測	15
2.3.1 スラストスタンド	15
2.3.2 校正実験	19
2.3.3 スラスト計測とその解析	22
2.3.4 スラスト計測と数値解析による力積の比較	23
2.4 イオン電流計測	26
2.4.1 イオン電流計測手法	26
2.4.2 イオン電流の分布解析	27
2.4.3 分布解析の結果と考察	30
2.4.4 粒子密度分布から力積の算出	32
2.4.5 力積の算出結果	34
第3章 イオン電流計測の改善	35
3.1 ファラデーカップを用いたイオン電流計測	35

3.1.1	コレクタ設計	35
3.1.2	コレクタ内部の電場構造.....	36
3.1.3	バイアス電圧の適正值	37
3.2	2層グリッド式チャージコレクタの開発	40
3.2.1	コレクタ設計	40
3.2.2	コレクタ内部の電場構造.....	41
3.3	永久磁石の磁場によるイオン電流の分布計測.....	42
3.3.1	実験概要	42
3.3.2	実験結果	43
3.4	コイル磁場によるイオン電流の分布計測	45
3.4.1	磁場生成回路	45
3.4.3	電磁ノイズによる測定実験への影響	49
3.4.4	フィルタ回路設計.....	50
第4章	総括	54
参考文献		55
謝辞		57

第 1 章 序論

1.1 研究背景

近年の宇宙開発において、火星探査に関する動向が世界的に活発化しており、その中でも有人での火星飛行に対する関心が高まっている。火星は地球の一つ外側を公転する太陽系の惑星であるが、惑星が岩石を主成分に構成されていること、大気中に二酸化炭素を含み氷の存在も確認されていることなど、地球型惑星の中でも特に地球と類似点が多い惑星である。それゆえ人類が将来地球外へ移住する際の進出先としても最有力候補として注目されており、研究開発が盛んに行われている。

しかし、人類を火星まで送り届けることを想定した場合、比較的推力が大きく現在の主な宇宙輸送の手段である化学推進ロケットを用いても火星まで航行するに約 180 日を要する[1]。これほどの長期間にわたり人体が宇宙放射線や無重力状態に曝されることは放射線被曝や心理的なストレスといった身体に深刻な影響を与える恐れがあるため、航行期間の短縮が必須である。加えて、化学推進ロケットでは大量の燃料を搭載する必要があるため搭載可能な物資の重量に制限がかかってしまい、一度の航行で多くの物資を運ぶことが困難であるという問題点も挙げられる[1]。

この問題を解決するための推進機の一つとして、レーザー核融合ロケット(Laser Fusion Rocket)[2]が研究されている。このロケットは従来の推進システムと比較して大推力かつ高比推力を達成することができ、火星までの片道を約 90 日にまで短縮できるとされている[1]。本研究では、レーザー核融合ロケットの推進システムである磁気ノズルに関して、数値解析を用いた性能評価を可能とするためのスクーリング則の構築に向けて実験室レベルで模擬した磁気ノズルの測定実験および実験装置の改良を行なった。

1.2 レーザー核融合ロケット(Laser Fusion Rocket)

レーザー核融合ロケットは、高強度レーザーによる慣性核融合反応によって核融合プラズマを生成し、コイルによって生じる磁場によってプラズマを制御することで推力を得るロケットであり、米国のローレンス・リバモア国立研究所の Orth らのグループがその概念設計例 “a Vehicle for Interplanetary Space Transport Application Powered by Inertial Confinement Fusion, VISTA” を提案している。VISTA の概念図を図 1.1 に示す[2]。VISTA は全体として円錐状の形状をしており、核融合によって生じる中性子の影響を低減するために円錐形の船体の内部は図 1.2 のように空洞になっている。それにより船体の軽量化も可能となっている。

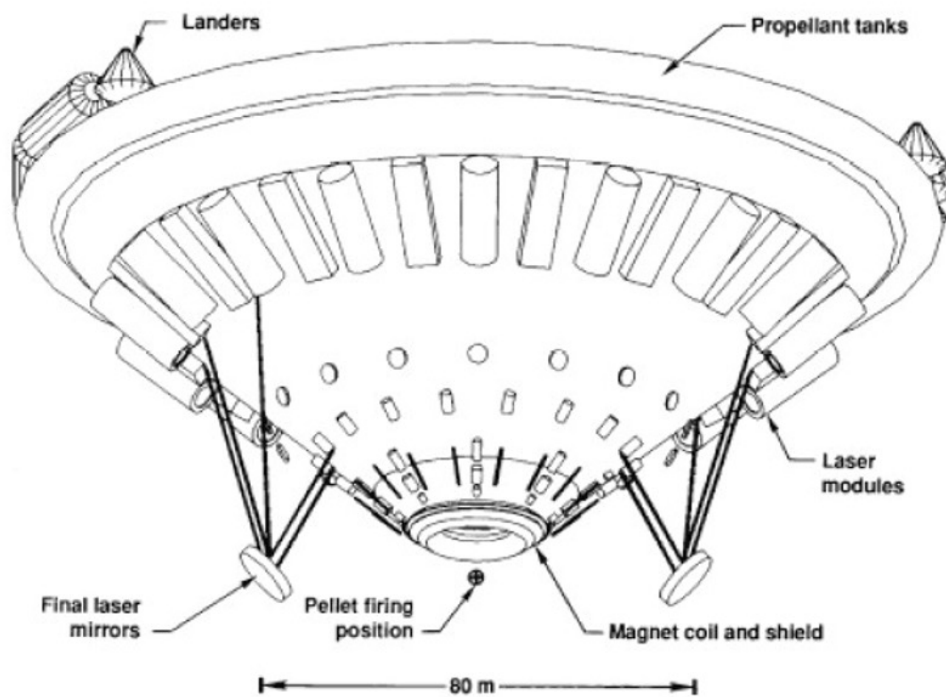


図 1.1 VISTA の概念図[2]

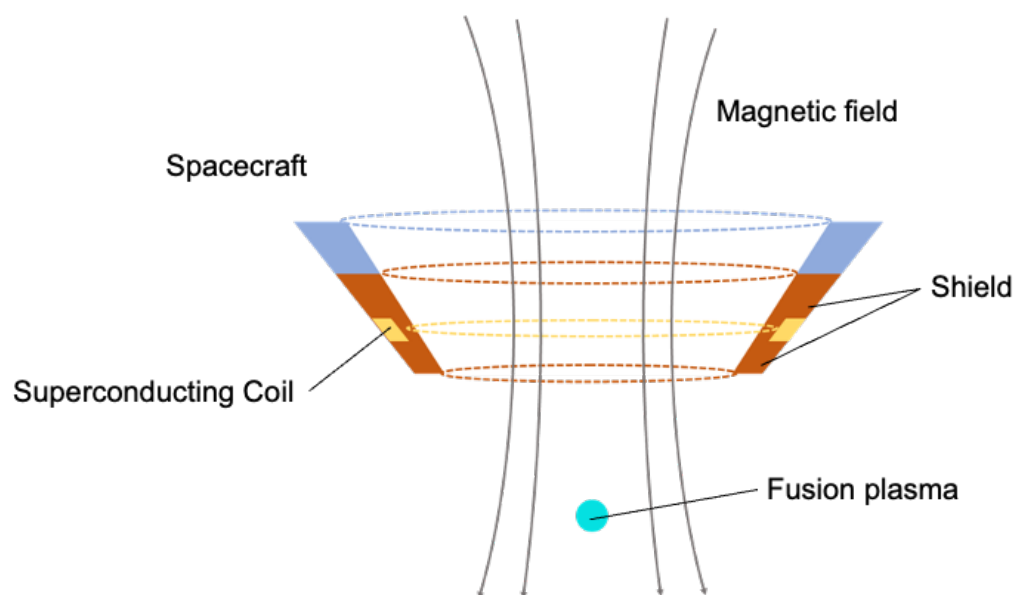


図 1.2 VISTA の断面図

1.2.1 磁気ノズル

レーザー核融合ロケットでは磁気ノズルと呼ばれる推進システムによってプラズマの制御および排出が行われる。磁気ノズルの推力発生原理を以下に示す(図 1.3)。

- (1) 超電動コイルによって生成された外部磁場中に核融合ターゲットおよび推進剤を設置し、ターゲットへのレーザー照射によって D-T 核融合反応を起こす。
- (2) 発生した核融合プラズマのエネルギーによってターゲット周辺の推進剤を加熱し高エネルギープラズマが生成される。生成したプラズマには膨張の過程で表面に反磁性電流が流れる。
- (3) プラズマの膨張により外部磁場は圧縮され、外部磁場とプラズマ表面の反磁性電流との間のローレンツ力によってプラズマが押し出されることで、その反力として推力を得る。

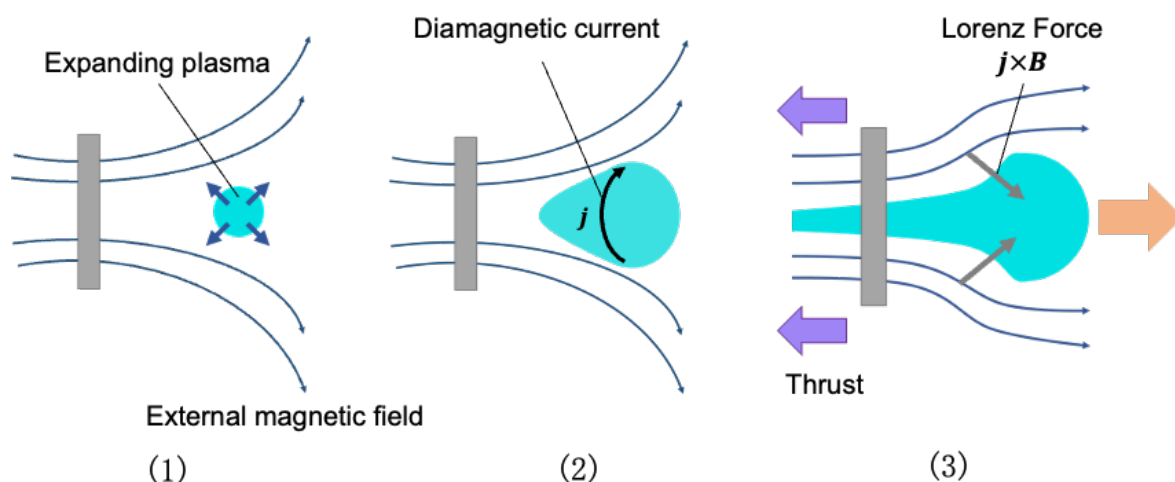


図 1.3 磁気ノズルの推力発生原理

上記のように、磁気ノズルでは発散磁場をノズルのように作用させて核融合プラズマによる高エネルギープラズマを船体とは非接触でかつ高速な排出をすることが可能である。

1.2.2 要求される推進性能とプラズマエネルギー

レーザー核融合ロケットの設計において、伊勢らの計算によって火星までを 90 日で航行する場合、推進機の性能として比出力 0.4 kW/kg, 比推力 15000 s が要求されることがわかった[3]。ここで、比出力とは機体の単位質量あたりの推進出力

のことで推進機の加速度として用いられる指標であり，比推力とは単位燃料重量で単位推力を発生させられる時間のことで推進機の燃費として用いられる指標である．このとき，ロケットの運用時にピックアップコイルを用いたエネルギーの自己回生を可能とするためには，レーザー核融合における核融合ゲイン G は以下の式を満たす必要がある．

$$G > \frac{1}{\eta_d \eta_r a_p} \quad (1.1)$$

ここで， η_d はレーザーエネルギー効率， η_r はエネルギー回収効率， a_p は推進剤が核融合プラズマから受け取るエネルギーの割合をそれぞれ表す[3]．このとき，エネルギー効率 η_d を 0.2，エネルギー回収効率 η_r を 0.08，そして D-T 燃料における推進剤へのエネルギー伝搬率 a_p を 0.31 であると仮定することにより，エネルギーの自己回生に必要な核融合ゲインは 200 であることが見積もられる[3,4]．

この設計において，レーザー核融合を点火するドライブレザーに 1 MJ のレーザー装置を用いた場合，1 回のレーザー核融合によって得られるプラズマのエネルギーは $1 \text{ MJ} \times G \times a_p = 62 \text{ MJ}$ と見積もられる．このとき，レーザー照射および推進剤供給を 10 Hz で行うことにより，火星まで 90 日で航行するために必要とされる比出力 0.4 kW/kg および比推力 15000 s をともに達成することができると推定されている[3]．

1.2.3 数値解析による性能評価

レーザー核融合ロケット開発の直面する現在の課題点の一つに実機レベルである 62 MJ のエネルギーを持つプラズマを用いて磁気ノズルの性能を評価することができない点が挙げられる．それは，10 Hz で駆動可能な MJ 級レーザーだけでなく，磁気ノズルにおいて磁場を発生させるための超電動コイルといった技術的な面が追いついていないためである．そのため，実機レベルのプラズマおよび磁場を用いた場合に磁気ノズル中のプラズマがどのような挙動を示すのか検証するためには数値解析による検証が必要不可欠である．

しかし，数値解析の手法はまだ開発途中にあり，その妥当性を検証するためには実験室レベルで再現されたプラズマと磁気ノズルを用いて測定実験を行い，実験結果と数値解析の結果を比較し検討する必要がある．また，数値解析の再現性を高めるために現在実験室レベルで再現可能な 100 mJ から 1 kJ 程度のプラズマエネルギーにおいて幅広いエネルギー帯での測定実験と数値解析の比較を行い，mJ から最終的には実機レベルの MJ のオーダーまでのエネルギースケールリング則の確立を目指す．

1.3 先行研究

1.3.1 数値解析の計算手法

数値解析によって磁気ノズルの性能を評価する際には3次元ハイブリッド計算が用いられる[5,6]. この計算では磁気ノズル中の高エネルギープラズマと磁場の相互作用によるプラズマ運動を計算するものであり, イオンは超粒子として, 電子は慣性を無視した流体として扱われる. ハイブリッド計算におけるイオンおよび電子に関する基礎方程式およびは以下のように表される.

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = Ze(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad (1.2)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{v}_i \quad (1.3)$$

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \nabla P_e \quad (1.4)$$

$$P_e = n_e T_e \quad (1.5)$$

上式において, $\mathbf{v}$ は速度, m は質量, n は密度, e は電気素量, Z は電荷, $\mathbf{E}$ は電場, $\mathbf{B}$ は磁場, P は圧力を表しており, 添字の i と e はそれぞれイオンと電子を表す. また, 電場および磁場はアンペールの法則およびファラデーの法則

$$\nabla \times \mathbf{B}_p = \mu_0(\mathbf{j}_i + \mathbf{j}_e) \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (1.7)$$

を用いて計算される. ここで, $\mathbf{B}_p$ は合成磁場 $\mathbf{B}$ と外部磁場 $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ の差分で表されるプラズマ内部の磁場である. また, 本計算では電子の慣性を無視して $m_e = 0$ であることやプラズマ中の荷電準中性条件 $en_e = Zen_i$ などを考慮することにより, 上式より電場に関する式

$$\mathbf{E} = \frac{1}{Zen_i} \left\{ \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}_p) \times \mathbf{B} - \mathbf{j}_i \times \mathbf{B} - ZT_e \nabla n_i \right\} \quad (1.8)$$

が導かれる[6]. 本計算では(1.6)式および(1.8)式で電場と磁場の計算を行い, イオンの運動は電場・磁場の情報を用いて基礎方程式(1.2)および(1.3)を解くことによって導かれる. 実際の数値解析の計算では, 3次元空間の各格子の頂点に置かれた超粒子に対し, Leap-frog 法[7]によって初期状態から各時間ステップでの電場・磁場の計算および次のステップでのイオンの位置や速度を決定することでイオンの時間変化を計算する.

1.3.2 エネルギースケールリング

イオン種および推進剤質量の異なる3つの条件についてプラズマエネルギーを 10^0 J から 10^8 J まで計算を行い、磁気ノズルで発生する力積に関するエネルギースケールリングが行われた[6]. この計算ではコイル磁場および等方的に膨張する初期プラズマの速度に関する初期値をもとに 1.3.1 節の計算にしたがって z 方向のイオンの運動量を計算し、それら全ての運動量を合計することで、磁気ノズルで発生する力積 I_b を計算した[6].

$$I_b = \sum m v_z \quad (1.9)$$

このとき、コイルと初期プラズマは図 1.4 のような配置で計算を行なった. これは長峯らの研究によってシングルコイルによる磁気ノズルでは初期プラズマからコイルまでの距離がコイル半径と同じ長さになるときに推進効率が最大となることが判明しているためである[5]. また、コイル電流はコイル磁場によるエネルギーがプラズマエネルギーの5倍となるように設定した[6]. さらに、プラズマのエネルギーの変化に応じてプラズマのエネルギーがコイル半径の3乗に比例するようにコイルの大きさを变化させた[6].

推進剤質量に関して、2つの質量条件の金プラズマ(I, Au と II, Au)と水素プラズマ(III, H)の3つの条件で計算が行われた. このとき、I, Au と III, H は総重量が同じとなるように設定し、II, Au では総質量が I, Au の10倍の値で設定した. ここで、水素プラズマ中のイオンの価数は1、金プラズマ中のイオンの価数は16.81として計算が行われた[6]. また、プラズマエネルギーの変化に応じてコイル半径と推進剤質量は同じ比率となるように变化させた.

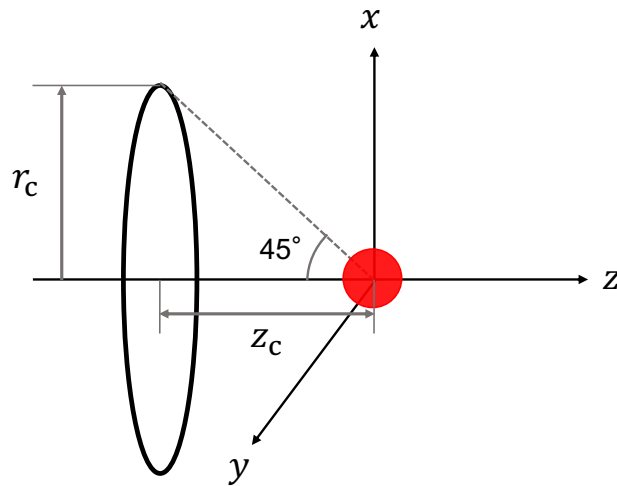


図 1.4 3D ハイブリッド計算におけるコイルと推進剤の配置[5]

各条件で数値解析によって得られた結果を図 1.5 に示す[6]. このグラフでは力積 I_b の代わりにプラズマ質量の 2 分の 1 乗で規格化した力積 $I_b/\sqrt{m_p}$ とプラズマエネルギーの関係を表している. グラフより, 各条件で計算によって得られる力積は質量の 2 分の 1 乗で規格化することでほとんど同一直線上に並ぶ結果が得られており, それぞれプラズマエネルギーのおよそ 0.5 乗に比例することがわかった.

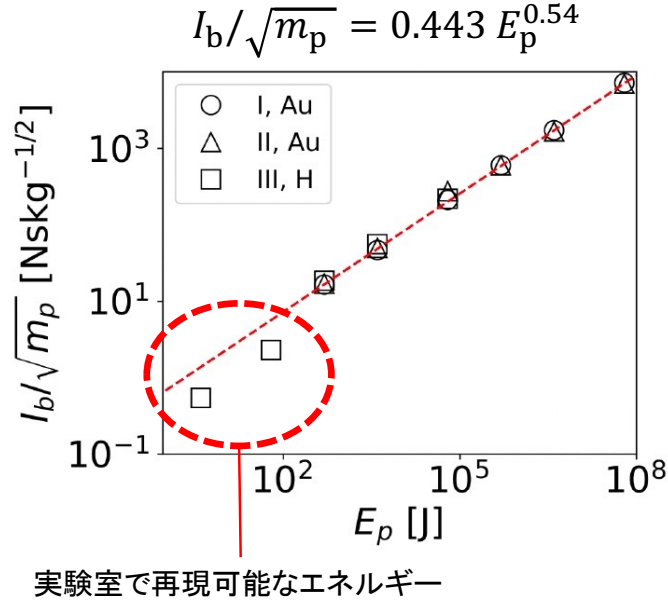


図 1.5 エネルギースケーリングの結果[6]

先述のようにこれらの結果について MJ オーダーでの実験との比較は現在不可能であるが, 図 1.5 中の赤枠のような 100 mJ から 1 kJ 程度での実験との比較は可能であるため, これらのエネルギー帯において実験と数値解析の比較を行い, 数値解析コードの妥当性検証およびコードの改善を行う必要がある.

1.3.3 スラスト計測と数値解析の間の乖離

先行研究として 400 mJ レーザーを用いて行われたスラスト計測と数値解析の結果を図 1.6 に示す[8]. ここで, 実験室レベルのレーザーでは核融合プラズマを生成することはできないため, 固体ターゲットにレーザーを照射することで生成されるレーザー生成プラズマによって核融合プラズマを模擬し計測を行った. スラスト計測には振り子を用いたスラストスタンドが用いられ, グラフに示される直接計測(Direct measurement)は振り子に磁気ノズルを形成する永久磁石を取り付け, 振り子の変位から力積を求めている. 振り子式スラストスタンドの原理等については第 2 章で詳しく説明する. 一方で, 数値解析では前節で説明した計算方法に従っ

てレーザーエネルギー130 mJ および 195 mJ の場合でそれぞれ力積を計算した結果を示している。

図 1.6 より，スラスト計測と数値解析の両方においてレーザーエネルギーの増加とともに得られる力積の増加が見られた。しかし，レーザーエネルギー130 mJ と 195 mJ においてこの両者を比較するとどちらの場合においても数値解析の結果はスラスト計測に対して数十%小さな値を示していた。この結果を踏まえ，レーザーのエネルギーをさらに増加させた際にどのような結果が得られるか，また数値解析そのものの改善が必要であることが言えた。

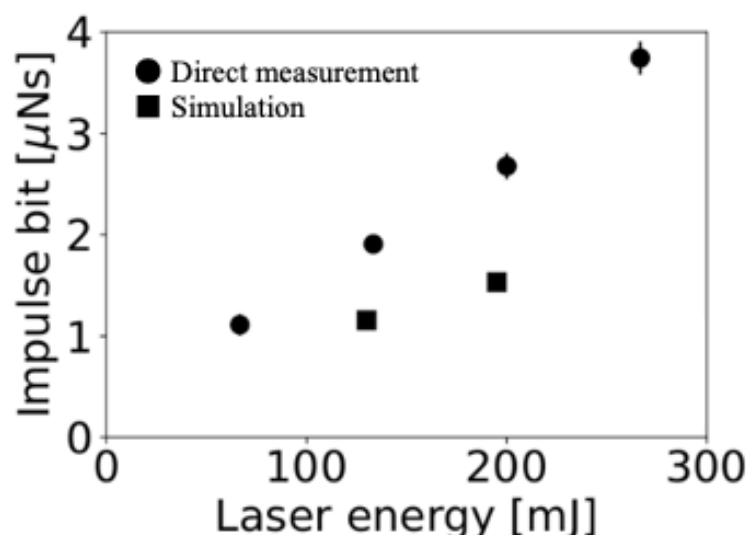


図 1.6 400 mJ レーザーを用いたスラスト計測と数値解析の比較[8]

1.3.4 スラスト計測における問題点

先行研究のスラスト計測においては直接計測の他にもターゲット計測が行われた[9]。ターゲット計測はスラスタ外部に振り子に乗せたスラストターゲットを設置してスラストターゲットに飛来した粒子の力積を計測する手法であり，一般的にはスラスタを固定して安定した計測が行われるため推進機のスラスト計測においては広く用いられる手法である[9]。図 1.6 で示したグラフにレーザーエネルギー 267 mJ におけるターゲット計測の結果を追加したグラフを図 1.7 に示す。ターゲット計測で計測された力積は直接計測に対して 10 倍程度小さい値を示している。このような結果が得られた要因として，スラストターゲットのターゲット面がプラズマ膨張によるイオンの分布に対して小さすぎたことや，実験時に生成されるプラズマは等方的な球体ではなくターゲットから遠ざかる向きの指向性を持つため初期の運動量の総和が 0 でないことなどが挙げられる。

特にターゲットの設計に関して，本実験において使用されたスラストターゲット

のターゲット面は直径 45 mm の円であるが、数値解析によって求められたイオンの空間分布の時間変化(図 1.8)を見るとプラズマ生成から数 μs 後には y 方向に $\pm 100\text{ mm}$ 以上イオンが拡散していることがわかる。このことから、ターゲット計測を行う際にはイオン拡散に着目してターゲットの大きさを決定する必要がある。そのためには、実験的にどの程度イオンが磁気ノズル下流で拡散するのか調べることが望ましい。また、スラスト計測のみでは数値解析の妥当性を検証する上で、図 1.8 で表されるようなイオンの空間分布とその時間変化まで検証することは困難である。

したがって、磁気ノズル下流に飛来するイオンの分布をイオン電流計測によって調べることで、数値解析の妥当性を検証しつつ、スラスト計測におけるターゲット計測の精度を高めることができると考えた。

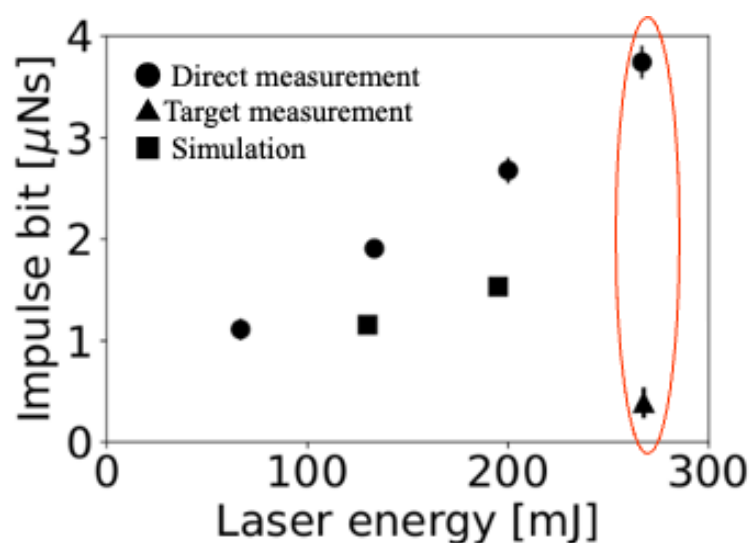


図 1.7 直接計測とターゲット計測の比較[8]

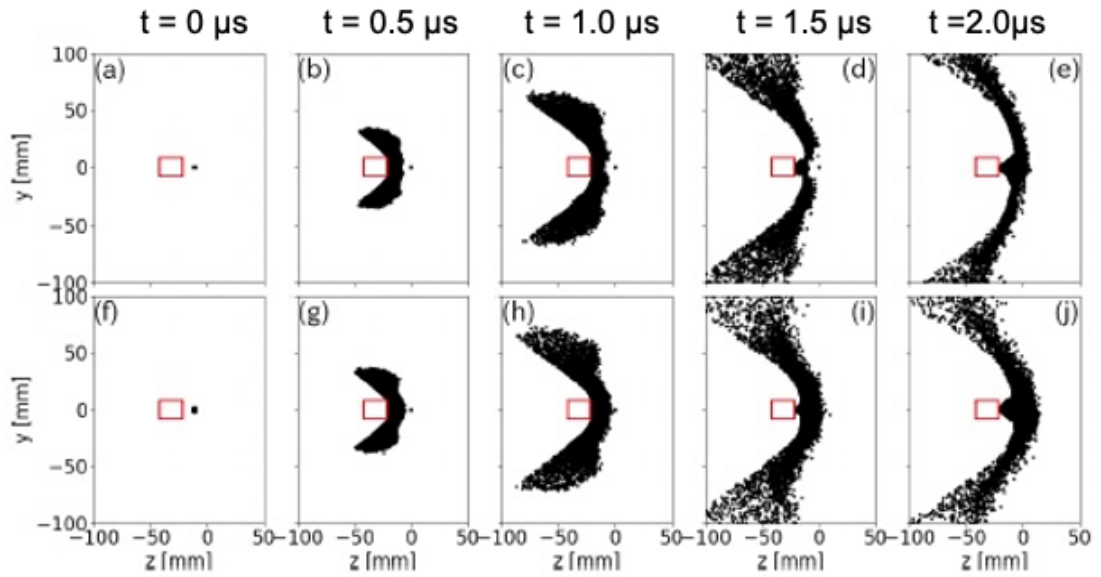


図 1.8 数値解析によるイオン分布の変化[8]
(上段 : $E_L = 130$ mJ, 下段 : $E_L = 195$ mJ)

1.4 研究目的

先行研究においては、スラスト計測との比較によって数値解析の妥当性の評価が行われてきた。しかしスラスト計測との比較のみでは、数値解析で得られる磁気ノズル下流でのイオンの広がりといった評価することのできない物理が存在していることが問題点として挙げられた。本研究では、そういったスラスト計測では評価できない物理を検証するためにイオン電流計測を通した磁気ノズル下流でのイオンの分布とその時間変化の測定に着目し、イオン電流計測の計測手法の確立に向けて取り組んだ。そのために、まず 4 J レーザーを用いた実験においてスラスト計測とともにイオン電流計測を実施してそれらを比較・検討した。その後明らかとなった問題点を改善するためにイオン電流計測を行う計測機器の改良を行なった。

第2章 スラスト計測とイオン電流計測の比較

2.1 実験概要

実験室レベルで模擬された磁気ノズルの性能検証として、広島大学にてレーザー生成プラズマの自発光計測、スラスト計測、イオン流計測の3種類の計測を行なった。各計測の基本となる磁石とアブレーションターゲットの配置、およびレーザー照射と核融合プラズマを模擬したレーザー生成プラズマの噴出方向を示す概略図を図2.1に示す。

磁気ノズルを模擬するにあたり、磁場生成にはネオジム磁石($\Phi 49.5 \times 40$ mm, 表面磁束密度 590 mT)を用い、プラズマ生成には4 JのNd:YAGレーザー(波長 1064 nm, パルス幅 3 ns, 集光スポット径 500 μm)を用いて、真空チャンバー内でレーザー生成プラズマと磁場との相互作用やそのエネルギー依存性の検証を行なった。ここで、本計測で用いたレーザーは16パルスのレーザーを重ねることによって最大エネルギー4 Jを出力させることができ、重ね合わせるパルス数を減らすことによって2 Jや1 Jといったエネルギーも出力することができる。レーザー生成プラズマを発生させるアブレーションターゲットにはカーボンロッド($\Phi 0.5$ mm)を用い、全ての計測においてレーザーはアブレーションターゲットに対し角度 45° で照射した。また、全ての計測において真空チャンバーの真空度は 10^{-3} - 10^{-4} Torr 程度で行なった。

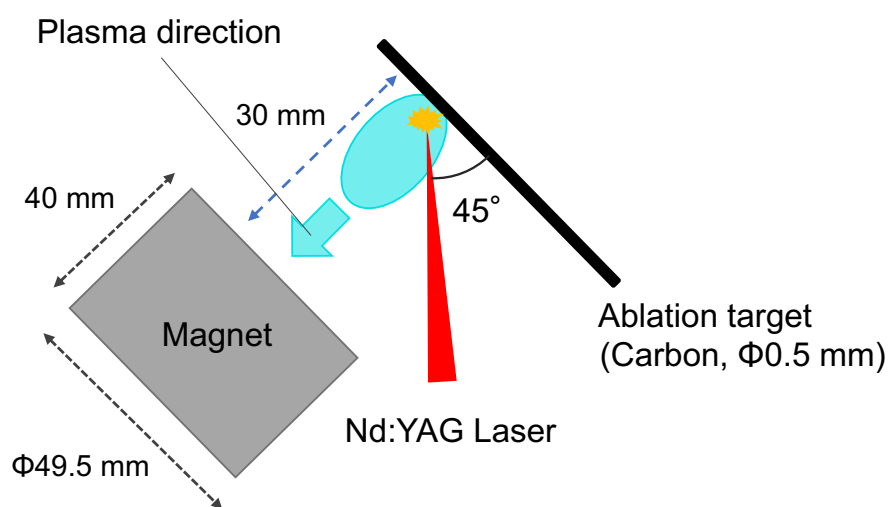


図 2.1 実験配置概略図(上から見た図)

磁石表面から距離 r 離れた位置での磁束密度 B は, 磁気に関するクーロンの法則により磁石表面の磁束密度 B_m と磁石の表面積 S_m を用いて

$$B = \frac{1}{4\pi} \frac{B_m S_m}{\left(r + \sqrt{\frac{S_m}{4\pi}}\right)^2} \quad (2.1)$$

のように表される. ここで, r に対する補正項 $\sqrt{S_m/4\pi}$ は磁石からの距離が 0 であるときに磁石の表面磁束密度と一致するように加えたものである. 本実験では磁石とターゲットの距離が 30 mm であるので, (2.1) 式よりターゲット位置での磁束密度は 50 mT と求められる.

2.2 自発光計測

2.2.1 計測概要

レーザー生成プラズマの自発光計測の概要図を図 2.2 に示す. この計測では ICCD カメラを用いてショットごとに計測タイミングを変えることでレーザー照射から 100 ns から 10 μ s までの間のプラズマの熱制動放射によるプラズマ自発光の時間変化を計測した. ここで, 熱制動放射とは荷電粒子が加速度を受けることで電磁波が放射される制動放射現象の中でも, 特に熱平衡状態にある電子プラズマからの制動放射のことをいう [10]. 本計測においては可視光の範囲の波長の光を計測し, 撮影時における自発光強度に応じてカメラのゲート幅を 5 ns から 100 ns の間で変化させた.

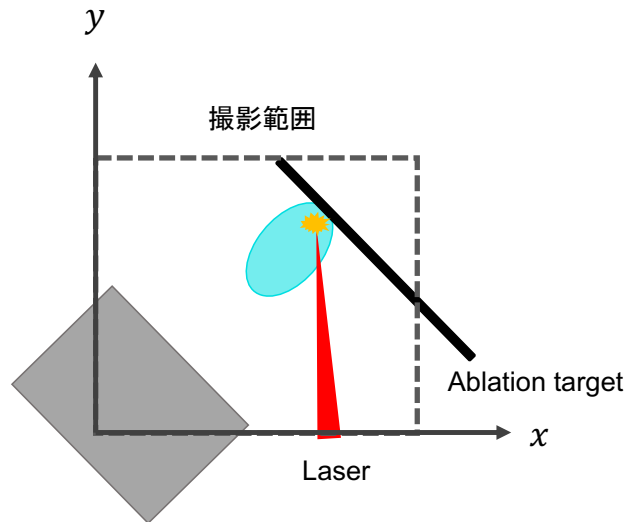


図 2.2 自発光計測概要図(上から見た図)

ここで、プラズマの自発光に関して、熱制動放射によって単位体積・単位時間・単位振動数あたりに放出されるエネルギー $dW/dVdtdv$ は、プラズマ温度 T 、イオンの価数 Z 、電子およびイオンの密度 n_e, n_i に比例する関数であり、

$$\frac{dW}{dVdtdv} \propto T^{-\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i \quad (2.2)$$

のように表される[11]. このとき、プラズマの熱平衡および準中性を仮定すると、電子密度 n_e は $n_e = Zn_i$ のように表されるので、(2.2)式は電子温度 T_e を用いて

$$\frac{dW}{dVdtdv} \propto T_e^{-\frac{1}{2}} Z n_e^2 \quad (2.3)$$

のように書き換えることができる.(2.3)式より、プラズマの自発光強度はプラズマの電子温度と電子密度に依存することが言える. このとき、 $dW/dVdtdv$ は電子温度 T_e の $-1/2$ 乗に比例する一方で電子密度 n_e の2乗に比例するため、自発光強度はプラズマ中の電子密度の依存性が強いことが言える. したがって、本実験では自発光計測による発光強度が高いときプラズマの密度が高い、というように言い換えることができる.

2.2.2 自発光計測結果

磁場の有無それぞれで計測されたプラズマ自発光の時間変化の様子を図 2.3 と図 2.4 に示す. 磁場がない場合、発生したプラズマは図 2.3(a)-(c)のようにレーザー照射から 100-500 μs では磁石に向かう方向(図 2.1 の矢印方向)に膨張し、1 μs や 2 μs 時にはすでに電子密度が低下し観測できなくなっていることがわかる[図 2.3(d),(e)]. 一方で磁場がある場合は、磁石方向に発生したプラズマがレーザー照射から 10 μs までの間に膨張する過程でその外縁部の密度が高くなっていることが確認された[図 2.4(d)-(i)]. この密度上昇はプラズマが膨張する過程で磁場による減速を受け、外縁部からプラズマが圧縮されたことにより生じたものであると考えられる.

また、磁場がない場合はレーザー照射から 2 μs 時[図 2.3(e)]にはすでにターゲットから離れた位置での膨張プラズマは確認できなくなっているのに対し、磁場がある場合においてはレーザー照射から 10 μs [図 2.4(i)]においても外縁部の密度が上昇したプラズマを確認することができる. このことから、磁場方向に膨張するプラズマは磁場との相互作用によって磁場の下流方向へ押し返される性質を持つ、すなわち磁気ノズルによるプラズマの排出効果が得られるということがわかった.

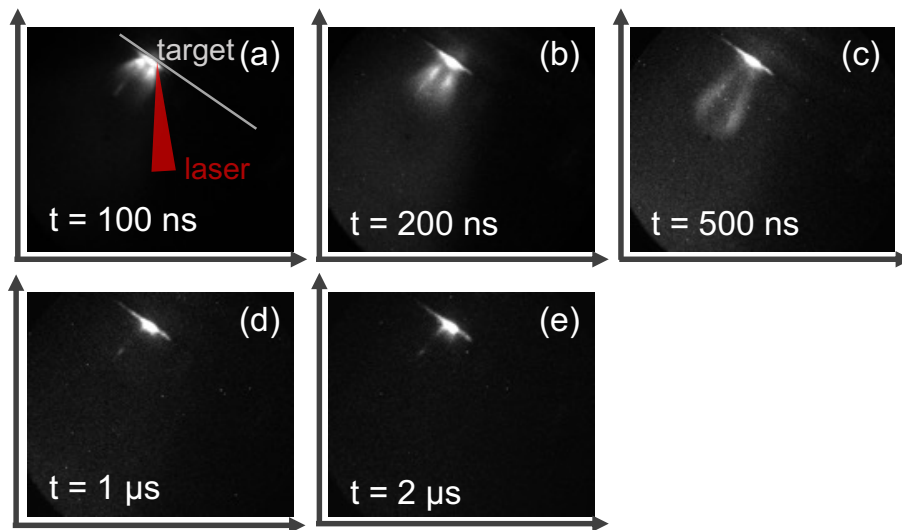


図 2.3 磁場なしでのプラズマ自発光の時間変化(100 ns - 2 μ s)[12]

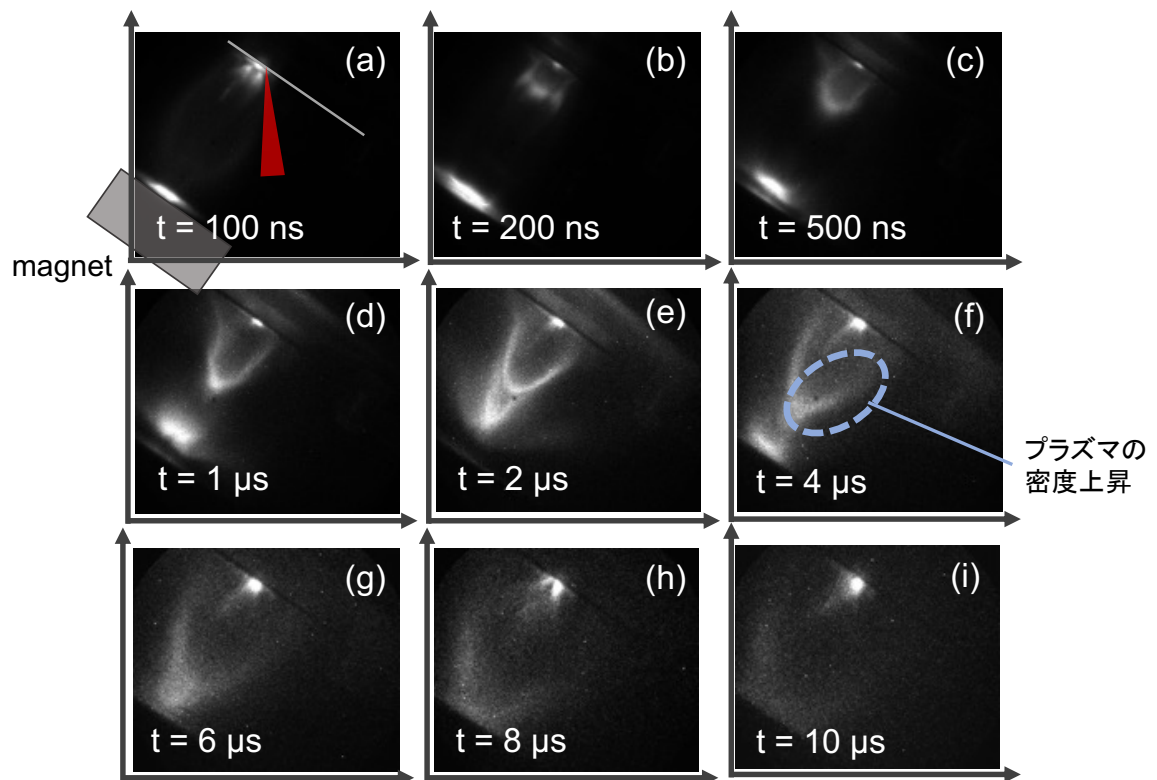


図 2.4 磁場ありでのプラズマ自発光の時間変化(100 ns - 10 μ s)[12]

2.3 スラスト計測

2.3.1 スラストスタンド

一般に推進機の推力測定にはロードセルが用いられるが、ロードセルでは今回のような数 μNs オーダーの微小な力積を計測することが困難である[13]. そのため、微小な力積の測定には振り子の振動を用い、振り子の変位から力積を求めるスラストスタンドが用いられる[13]. 振り子式のスラストスタンドの概略図を図 2.5 に示す. 図 2.5 のような振り子に直接スラストを取り付けた振り子式スラストスタンドでは、スラストから発生する力積によって振り子の変位し[図 2.5(b)], 変位センサーを用いてその変位を計測する. 本実験では力積を発生させるスラストは磁気ノズルにおいて磁場を生成する磁石であるため、磁石を振り子に取り付けたスラストスタンドによって計測を行なった.

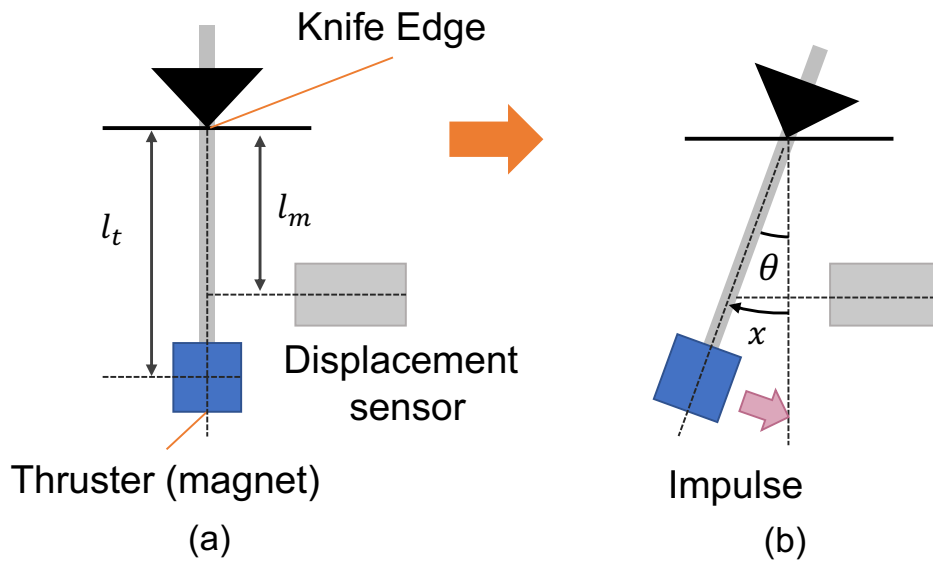


図 2.5 振り子式スラストスタンド概略図

続いて振り子式スラストスタンドの原理について説明する. 振り子の運動方程式は

$$J\ddot{\theta} + c\dot{\theta} + k\theta = T(t) \quad (2.4)$$

のように表される. このとき, θ は振り子の振れ角, J は回転軸周りの慣性モーメント, c はダンパーの比例定数, k は復元定数, $T(t)$ は振り子の回転軸に働くトルクをそれぞれ表す. また, 本研究では振れ角 θ の代わりに変位センサーの計測 x を用いて(2.1)式を解くため, 減衰比 ζ , スタンドの固有振動数 ω_0 を導入し, 振動中心で

あるナイフエッジから変位センサーまでの距離 l_m を用いて

$$\ddot{x} + 2\zeta\omega_0\dot{x} + \omega_0^2x = \frac{l_m T(t)}{J} \quad (2.5)$$

のように書き換えることができる[13]. このとき, 減衰比および固有振動数は

$$\zeta = \frac{c}{2J\omega_0}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{J}} \quad (2.6)$$

のように表される. ここで, 静止したスタンドにある力積 I が加わったとき, (2.2) 式を x について解くことで

$$x(t) = \frac{A}{\sqrt{1-\zeta^2}} e^{-\zeta\omega_0 t} \sin(\omega_0\sqrt{1-\zeta^2} t) \quad (2.7)$$

を得る. ここで, A は減衰がない場合の振り子の振幅であり,

$$A = I l_t l_m \sqrt{\frac{J}{k}} \quad (2.8)$$

のように表される. ここで, l_t はナイフエッジからスラストまでの距離を表す. したがって, 振り子の振幅 A およびスタンドの構造によって定まるパラメータである $J, c, k, \omega_0, \zeta, l_t, l_m$ を求めることでスタンドに加わった力積を算出することが可能である[9]. 実際には, 既知の力積を加えたときの振幅を校正によって求めることで $J, c, k, \omega_0, \zeta, l_t, l_m$ の値を用いることなく, 実験によって得られる振り子の振幅 A と校正值 α を用いて

$$I = \alpha A \quad (2.9)$$

によって力積を計測することができる[13,14].

振り子式スラストスタンドにはいくつかの異なる計測方式があり, 順振り子式, 倒立振り子式, 水平振り子式, 板ばね式などが挙げられる[9,13]. また, 図 2.5 のようなスラストを直接スラストスタンドに搭載して振り子の変位を計測する直接計測の他にも, 外部に設置したスラストから排出されるプルームが振り子に取り付けたスラストターゲットを振動させ, その変位を計測するターゲット計測といった

計測方法も挙げられる[13].

本研究では, 推力計測としてこの直接計測とターゲット計測の両方の計測を行い, それぞれから得られる力積を比較した. このとき, 直接計測には計測時の安定性に優れる順振り子式のスラストスタンドを, ターゲット計測には小型化および高感度化が可能な倒立振り子式を採用した[13].

本実験を行うにあたり作成した直接計測スラストスタンドを図 2.6 に, ターゲット計測スラストスタンドを図 2.7 に示す. どちらのスタンドにも真鍮製のカウンターウェイトを取り付けており, カンターウェイトの位置を変えることによって重心位置を変えることができるため, スタンドの感度を調節することができる. ダンパーにはシリコンオイルによるオイルダンパーを使用した. スラストスタンドのダンパーには磁石による磁気ダンパーが採用されることが多いが, 本実験では計測用の磁石と磁気ダンパー用の磁石の相互作用によって振り子の運動が阻害される可能性があるため, オイルダンパーを採用した[13]. それぞれの測定において, 振り子の変位測定にはレーザー変位計(オムロン社製, Z4D-F04A)を用いた. このレーザー変位計の分解能は $5\text{ }\mu\text{m}$ 以下であり, 振り子の微小な変位を計測することができる. レーザー変位計の出力はデータロガー(横河計測株式会社, DL850)を用いて読み取った. その他, 振り子を構成するナイフエッジやスラストターゲットといった部品は 3D プリンタ(Formlabs 製, Form3)を用いて作成した.

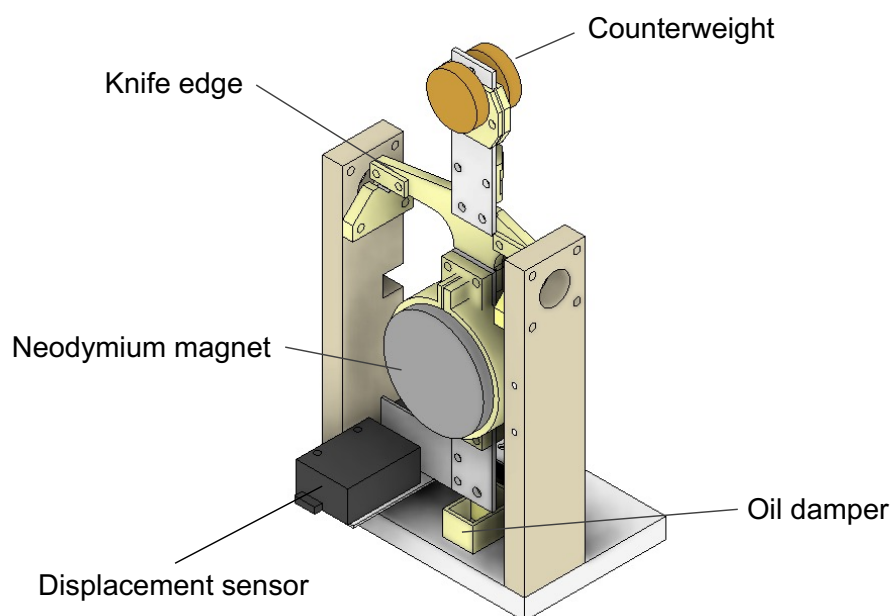


図 2.6 直接計測スラストスタンド

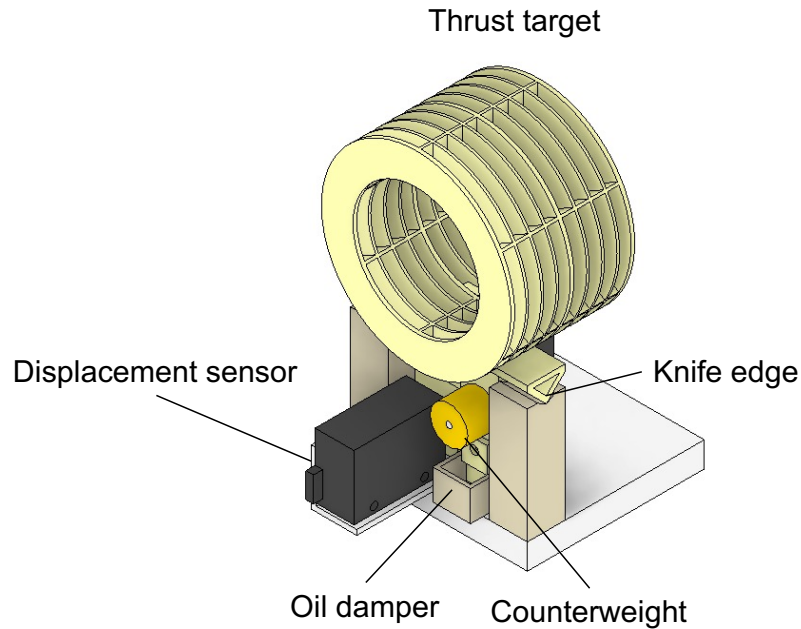


図 2.7 ターゲット計測スラストスタンド

ターゲット計測におけるスラストターゲットには図 2.8 のような円筒にスリットが入った構造を用いた。また、円筒の底面は断面での開口角が 120° となるような円錐形となっている。ターゲット形状を平板ではなくこのような構造にしたのは、平板ターゲットを用いた場合、図 2.9(a)のように左から運動量 mv で飛来した粒子がターゲット面で弾性衝突したとすると衝突後の粒子の運動量は $-mv$ となり、ターゲット平面は合計 $2mv$ の力積を受けるため発生した力積を過大評価してしまうためである[15]。しかし、ターゲットを図 2.8 のような構造にすることで、図 2.9(b)のように飛来する粒子はターゲットで垂直に衝突することなくターゲットの外に排出されるため、過大評価せず力積を計測することができる[15]。

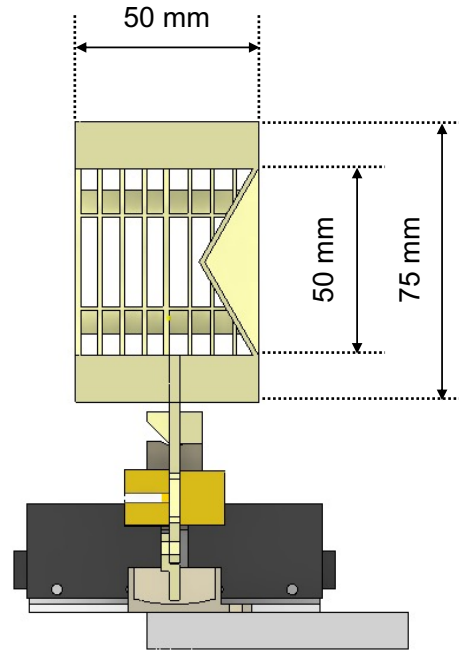


図 2.8 ターゲット計測スラストスタンドの断面図

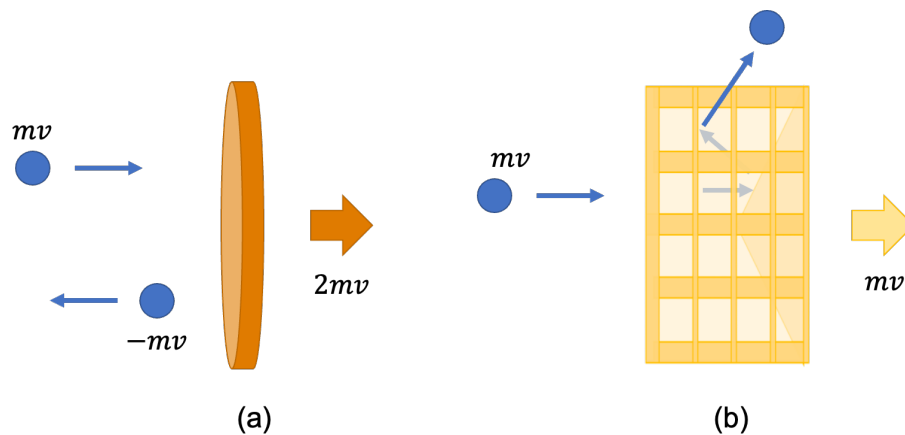


図 2.9 (a)平板ターゲット と (b)円筒型ターゲット

2.3.2 校正実験

スラストスタンドの校正実験の概略図を図 2.10 に示す. 振り子に取り付けたロードセルを用いて計測する振り子の一部に異なる力積を与えたときの変位から校正直線を作成した[16]. 特に図 2.10 のような直接計測のスタンド校正においては, ロードセルから直接磁石に力積を与えようとするとき磁石とロードセルの間に発生する渦電流の影響により正確な力積を計測できないため, 磁石から離れた位置に力積 I_0 を与え, (2.10)式のようにナイフエッジに対する磁石までの距離 l_t と力積を与

えた場所までの距離 l_0 の比で磁石中心での力積 I_t に補正した.

$$I_t = \frac{l_t}{l_0} I_0 \quad (2.10)$$

ターゲット計測においても同様の校正を行うことで, $J, c, k, \omega_0, \zeta, l_t, l_m$ のパラメータを用いることなく実験によって得られた振り子の変位から力積を求めた.

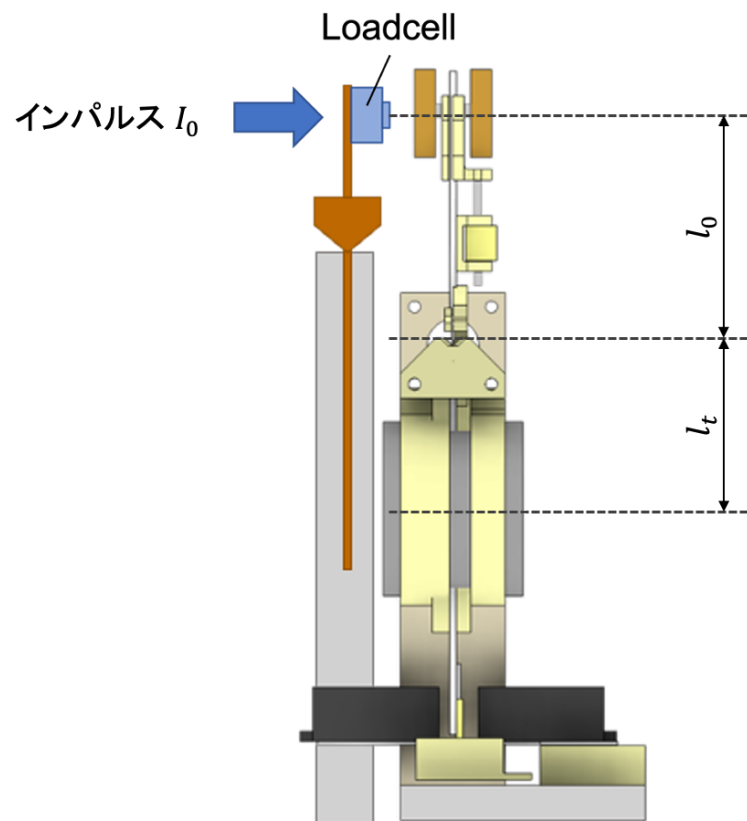


図 2.10 校正実験(直接計測の場合)

次に校正実験の結果を示す. 直接計測, ターゲット計測それぞれの条件について縦軸にロードセルから加えられた力積を(2.10)式に従って距離の比で補正した力積を, 横軸に加えられた力積によるスタンドの変位をプロットすると, それぞれ図 2.11, 2.12 のようになった.

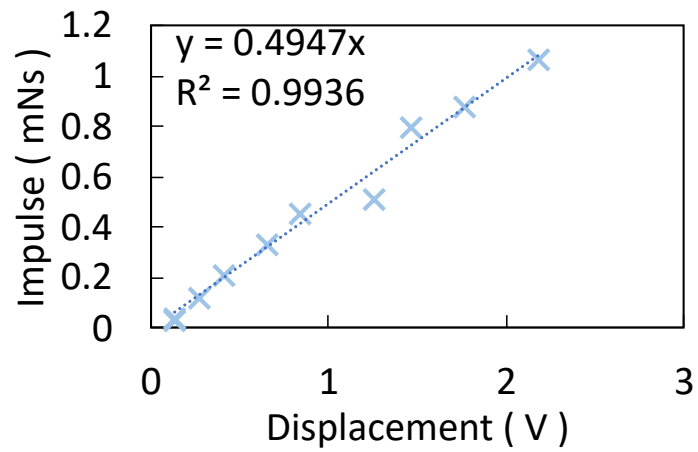


図 2.11 直接計測スタンドの校正結果

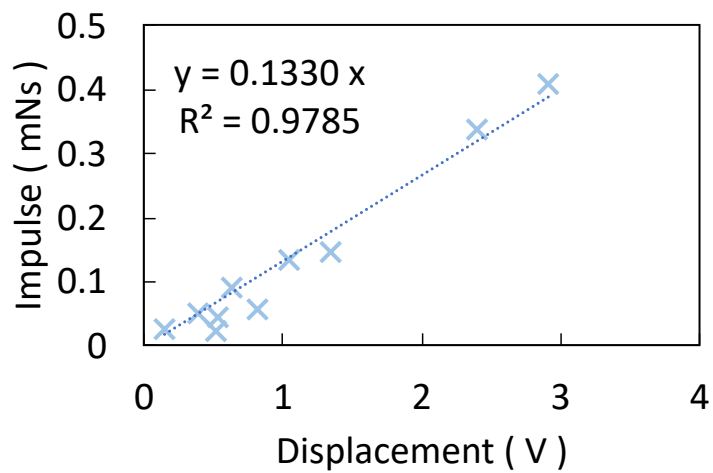


図 2.12 ターゲット計測の校正結果

校正結果より，それぞれのスラストスタンドの校正值

- 直接計測スタンド：0.4947 ± 0.0133 mNs/V
- ターゲット計測スタンド：0.1330 ± 0.0066 mNs/V

を得た．スラスト計測の際にはそれぞれこの校正值を用いてスタンドの振り子の変位から力積を算出した．

2.3.3 スラスト計測とその解析

スラスト計測における直接計測とターゲット計測の概略図を図 2.13(a),(b)に示す．両方の計測において，アブレーションターゲットとネオジム磁石の距離は自発光計測と同じ 30 mm とし，ターゲット計測におけるスラストターゲットとアブレーションターゲットの距離は 5 mm とした．このとき，プラズマを生成するレーザーのエネルギーを 1, 2, 4 J とし，発生する力積のエネルギー依存性を検証した．

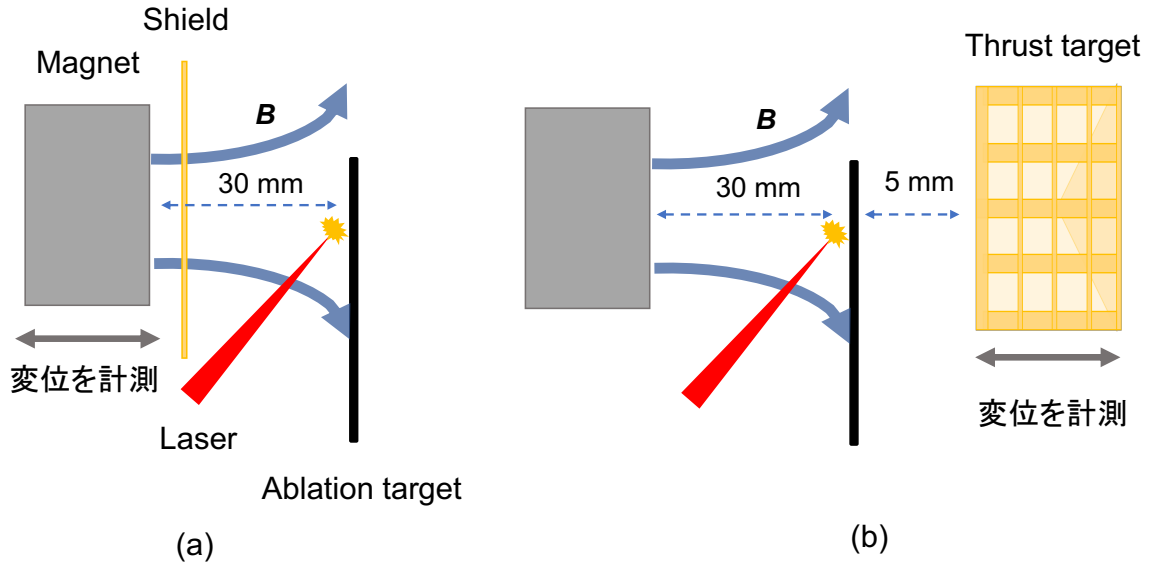


図 2.13 (a)直接計測の概略図と(b)ターゲット計測の概略図

次にスラスト計測の解析方法を示す．例として，レーザーエネルギー2 J のターゲット計測の結果を挙げる．各測定において，振り子の変位を測定する変位センサーより図 2.14 のような周期振動する波形が得られた．この波形のうち振幅の最大値をこの測定で発生した力積による変位として考えるが，図 2.14 より得られる波形はオイルダンパーによる減衰項を含むため，出力波形から最大振幅を求める際にはフィッティング関数

$$f(t) = a \exp\left[-\frac{t-e}{b}\right] \sin\left[-\frac{2\pi(t-e)}{c}\right] + d \quad (2.11)$$

を用いてフィッティングを行うことで，補正係数 a を得た．この値は(2.4)式における振幅 $A/\sqrt{1-\zeta^2}$ に相当する．このとき，(2.8)式のその他の補正係数はそれぞれ b ：減衰比， c ：振動周期， d ：縦軸(出力電圧)のオフセット， e ：横軸(時間)のオフセットを表す．そして，関数フィッティングによって得られた振幅に対して校正実験

によって得られたスラストスタンドの校正値を乗じることによって測定によってスラストスタンドから計測された力積を求めた。

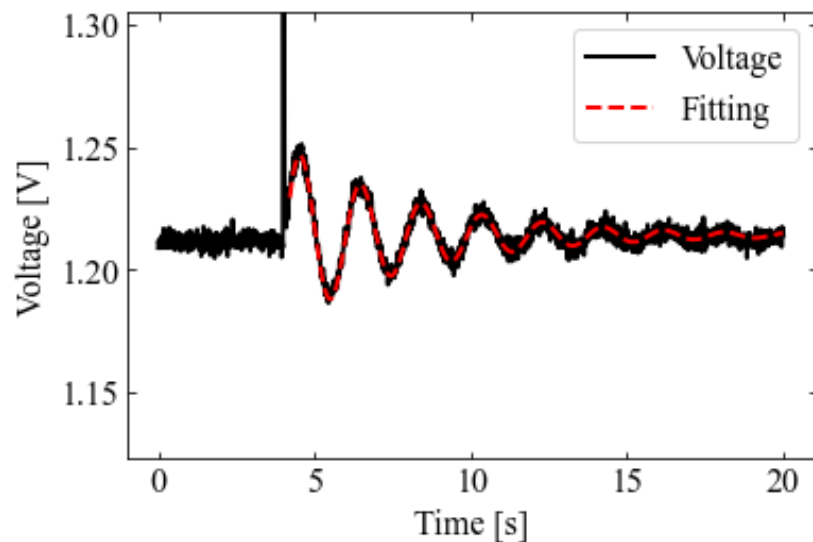


図 2.14 レーザーエネルギー2 J (ターゲット計測)の出力波形

2.3.4 スラスト計測と数値解析による力積の比較

スラスト計測の結果として、まずレーザーエネルギー4 Jにおける直接計測とレーザーエネルギー1,2,4 Jにおける数値解析の結果をプロットしたグラフを図 2.15 に示す。エネルギー4 Jにおいて両者を比較すると、数値解析によって得られた力積は直接計測で測定された力積に対して 25.7%小さくなる結果となった。数値解析の結果がスラスト計測に対して過小評価している要因の一つに数値解析の初期条件となるイオンの温度や熱速度といったパラメータの不一致が考えられる。したがって、これらのパラメータをレーザートムソン散乱計測等によって測定することでさらに過小評価の幅を小さくすることができる可能性が考えられる[17]。

加えて、本実験ではターゲット計測において磁気ノズルで発生する力積のレーザーエネルギー依存性の検証も行なった。図 2.16 にレーザーエネルギー1,2,4 J測定された力積を示す。ターゲット計測では磁場ありと磁場なしのそれぞれの条件でレーザー生成プラズマの発生後のスラストターゲットの振動を計測し、レーザーエネルギー4 Jの結果のように両者の差分を取ることでターゲット計測による力積として得た。磁場ありの条件に着目すると、図 2.15 の数値解析の結果と同様にレーザーエネルギーに比例して増加する力積が計測された。レーザーエネルギー4 Jにおいて磁場なし時の力積は磁場ありに対して 10%程度であったが、1 Jや2 Jにおいてもさらに検証を行い、正味の力積のエネルギー依存性についても評価を行う必要がある。

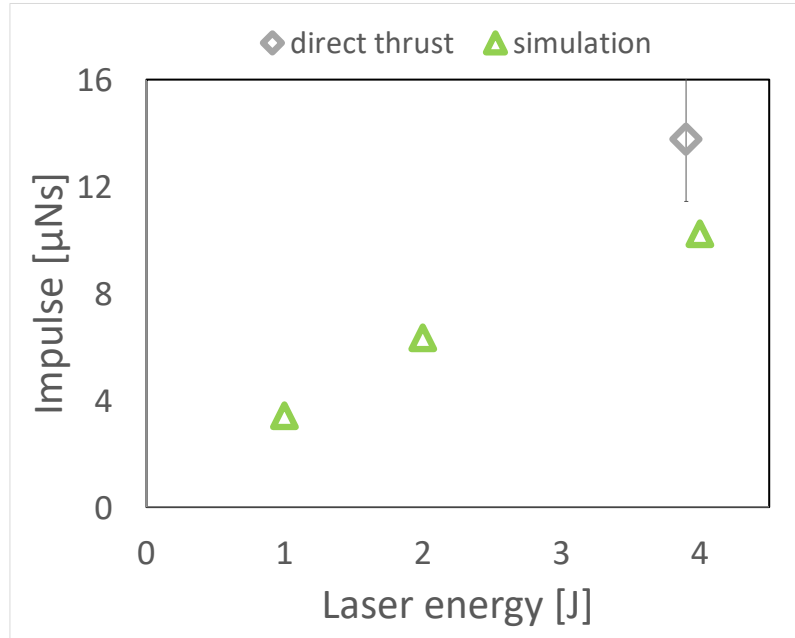


図 2.15 直接計測と数値解析の力積の比較

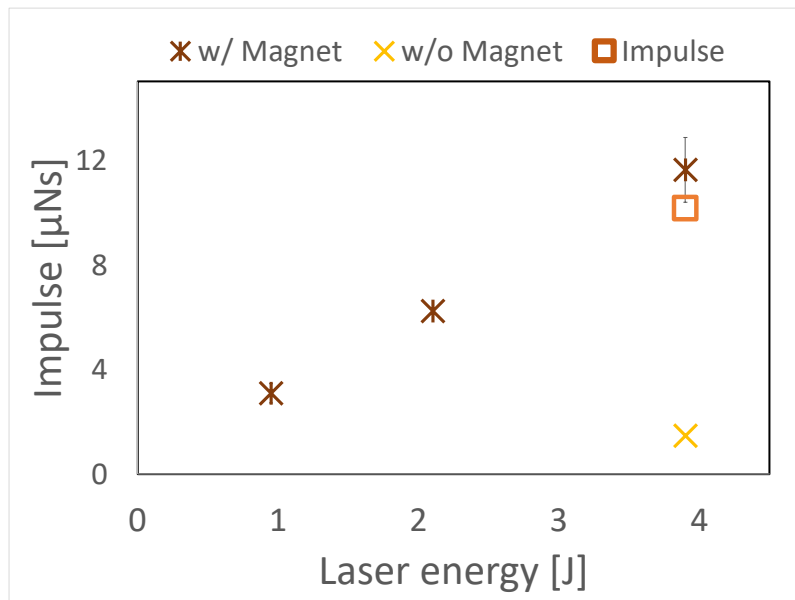


図 2.16 ターゲット計測での力積の測定結果

また、レーザーエネルギー4 Jにおいて直接計測による力積とターゲット計測による力積を比較すると、直接計測に対しターゲット計測は 26.2%小さな力積を示した。ターゲット面を大きくしたことにより先行研究と比べて過小評価の幅は小さくなったものの、依然として過小評価が行われる結果となった。その要因として、

磁気ノズル下流まで飛来しないが力積の発生には関与する粒子の存在が挙げられる．図 2.17(a)のように，磁石方向に mv の運動量を持つ粒子が磁場との相互作用によって静止した場合[図 2.17(b)]，磁石は粒子の運動量の差分である大きさ mv の力積を受けるが，磁場の下流方向に設置したターゲット面には粒子が飛来しないため，ターゲットの受ける力積は 0 となり，磁石本体が受ける力積と磁場下流のターゲットが受ける力積では差が生じることになる．このような，初期状態においてプラズマは左方向に発生することでターゲットまで飛来しないプラズマが存在することも，ターゲット計測が直接計測に対して小さな力積を示した要因として考えられる．

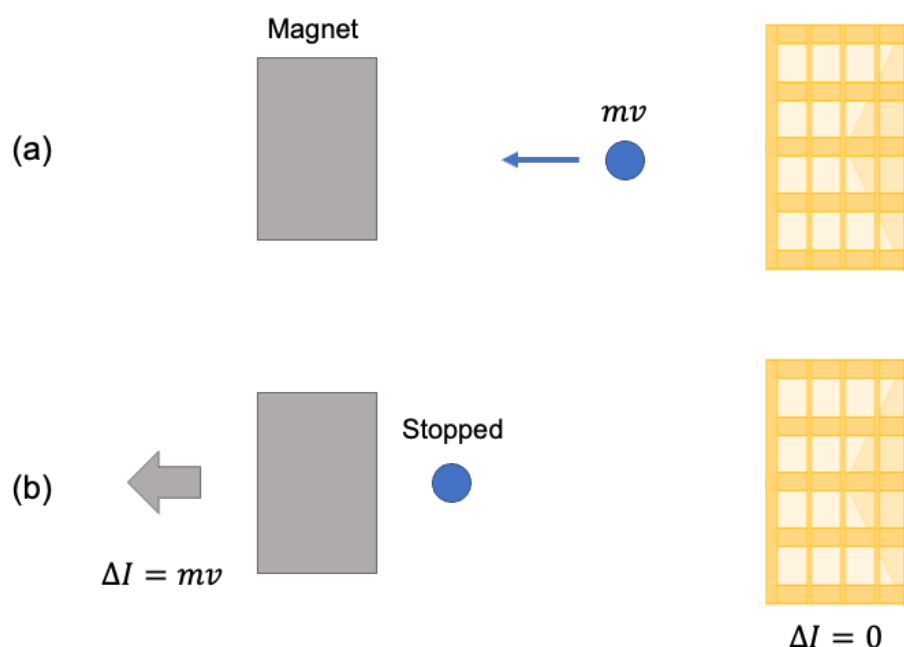


図 2.17 ターゲット計測で計測できない粒子の運動量変化

2.4 イオン電流計測

2.4.1 イオン電流計測手法

イオン電流計測の実験概略図を図 2.18 に示す。イオン電流計測ではスラスト計測のターゲット計測におけるスラストターゲットと同じ位置にチャージコレクタを設置し、コレクタに飛来したイオンをイオン電流として取り出してデータロガーで読み取ることによって測定を行った。このとき、本実験ではチャージコレクタとしてタングステン線($\Phi 1\text{ mm}$)を用いた。ここで、本実験の狙いはスラスト計測と数値解析の両方の妥当性を検証することであるため、12本のタングステン線コレクタを1 cm 間隔で並べ、図 2.16 のように幅 2 mm のスリットをコレクタの前に設置することでターゲット面での一次元的なイオン電流分布の取得を目指した。

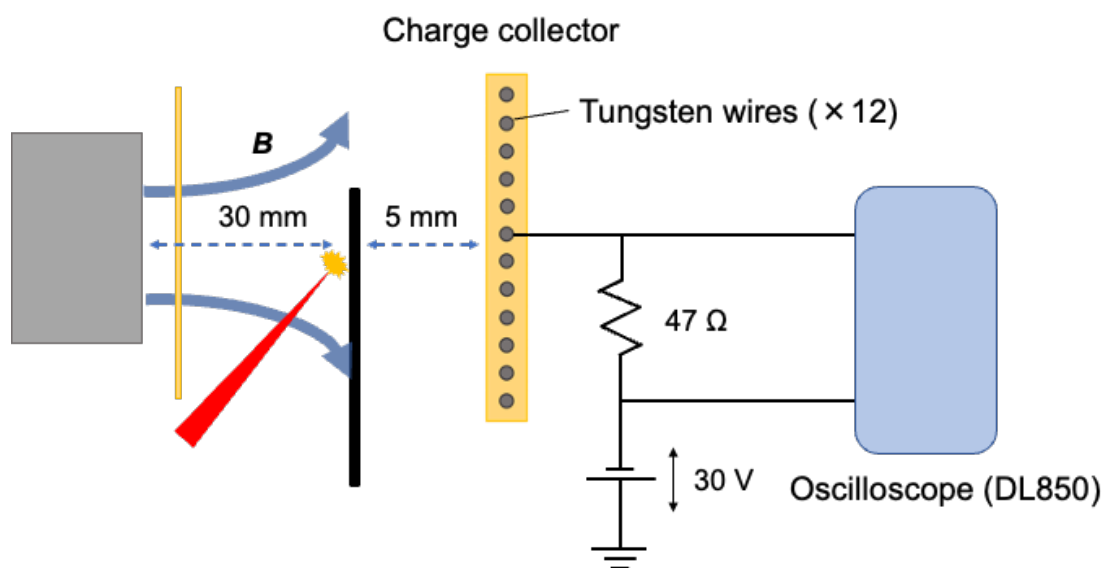


図 2.18 イオン電流計測の実験概略図

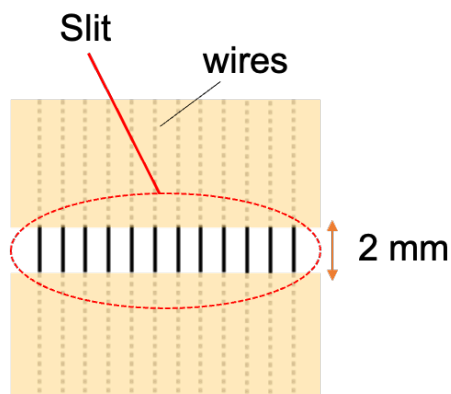


図 2.19 チャージコレクタの前面図

本実験で用いたデータロガーは電圧出力を読み取るため、図 2.15 のようにタングステン線より取り出された電流を $47\ \Omega$ の抵抗を介して抵抗での電圧降下として読み取った。また、チャージコレクタではイオンのみを検出するため、直流電源装置よりタングステン線に $-30\ \text{V}$ の電圧を印加した状態で計測を行なった。この印加電圧はバイアス電圧と呼ばれ、本実験では $30\ \text{eV}$ までのエネルギーを持つ電子まで計測から排除できるようにした。

2.4.2 イオン電流の分布解析

イオン電流計測によって各計測チャンネルから得られた電流信号からその条件での飛来したイオンの空間分布およびその時間変化を求めた。解析方法は次のようである。レーザーエネルギー $2\ \text{J}$ での出力結果を例に挙げる。

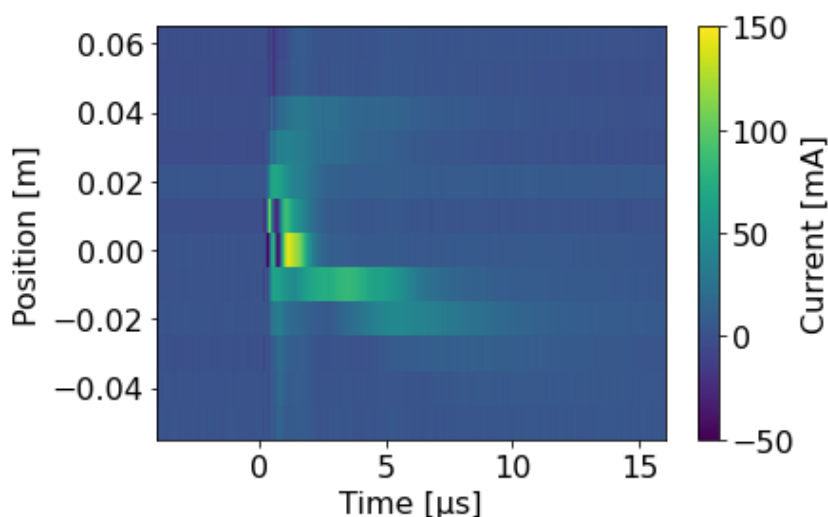


図 2.20 レーザーエネルギー $2\ \text{J}$ での測定結果

12 本のチャージコレクタから得られたイオン電流の出力データを中心からの距離とその時間変化のグラフで表すと図 2.20 のようになった。このグラフは中心から $\pm 60\ \text{mm}$ の範囲で表されているが、過去の実験[18]および数値解析[6,8]によって磁気ノズルによって排出されるイオンは磁場の中心軸に対して軸対称性を持つということが判明しているため、本実験においても各計測チャンネルにおける中心からの距離が等しいもの同士で平均を取ることで磁石の中心からの距離でのイオン電流分布を求めた。その後、イオン電流 $i(t)$ の分布を、単位時間・単位面積あたりのイオンの粒子密度分布 $d^2N/dt ds$ に変換するために、まず各時間ステップで中心から各距離での電流値をコレクタの計測表面積 s (ワイヤ線の半周 $\times$ スリット幅) で割り、推定されるイオンの電荷 q_e で割った。

$$\frac{d^2N}{dtds} = \frac{i(t)}{S q_e} \quad (2.12)$$

ここで、イオンの電荷を求めるのに必要なイオンの価数は FLYCHK[18]を用いて見積もった。本実験において計測されるプラズマはアブレーションターゲットの炭素由来のものが大多数を占めことが想定されるため、炭素イオンの価数について計算を行った。計算時には、電子密度 n_e を 10^{16} - 10^{19} cm $^{-3}$ において 10 倍ごとに電子温度をもとに $T_e=0$ -40 eV の範囲で 5 eV ごとの炭素イオン価数を計算し、図 2.21 のようプロットした。レーザーアブレーションによって生じるプラズマの電子温度が数十 eV 程度であると仮定すると、図 2.21 のように平均イオン価数は 4 であると見積もられた。しかし、プラズマが膨張する過程で温度が低下することによりイオンと電子が再結合することでイオン価数が小さくなることも推定される。図 2.21 より、初期状態で数十 eV であった電子温度が数 eV まで低下すると炭素イオンの平均価数は 2 や 1、またはそれ以下まで低下するが、本研究においてはイオンの再結合は起こっていないものと仮定し、平均イオン価数は 4 として計算を行なった。実際のイオン価数については、レーザートムソン散乱計測などを通してコネクタ面での電子温度を計測することでより正確な見積もりをすることができる[17]。

その後、得られた粒子密度分布と中心軸からの距離の関係をグラフ上にプロットし[図 2.22, 黒点]、プロットされた 6 点に対して間を関数

$$f(x) = a[\tanh\{b(x - c)\} + 1] \exp\left[-\frac{x}{d}\right] \quad (2.13)$$

を用いてプロット間を補完した[図 2.22, 赤線]。補完に (2.13)式で表される関数を用いた理由は、過去の研究結果より磁気ノズルから排出されるイオンは磁場の中心軸付近でほとんどなく、少し離れた地点でピークを迎えたのち外側に行くにつれて指数関数的に減少する分布であることが判明しているためである[17]。

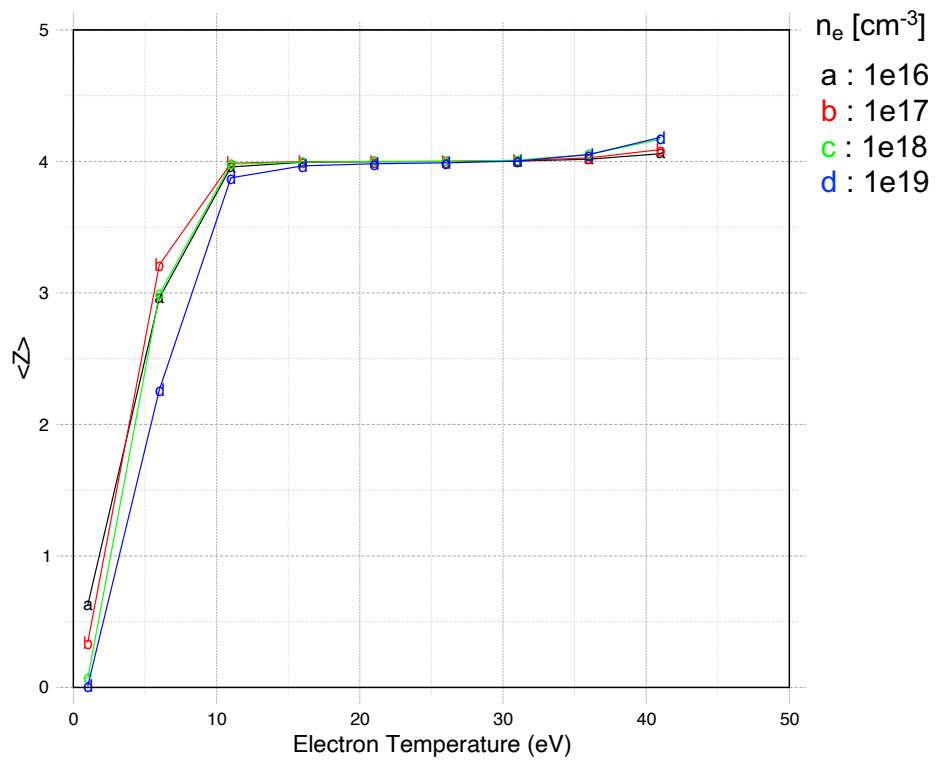


図 2.21 プラズマ中の電子温度と炭素イオンの平均価数[18]

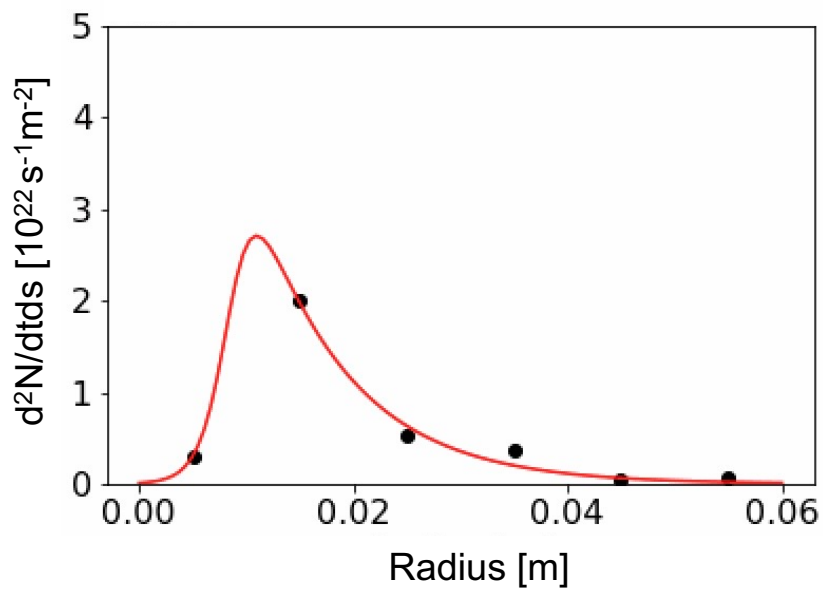


図 2.22 $t = 3 \mu\text{s}$ での粒子密度分布(図 2.20 と同条件)

2.4.3 分布解析の結果と考察

前節の解析を全ての時間ステップで行い、縦軸に中心軸からの距離、横軸に時間の関係となるようにグラフ化すると、図 2.23 のようになった。ここで、図 2.20 では測定によって得られるイオン電流の分布は ± 60 mm の範囲で得られていたが、イオン電流から粒子密度分布を求める過程で軸対称性の仮定のもと対称軸中心から等距離のコレクタで得られたデータ同士で平均化し、軸中心からの距離に対する粒子密度分布として解析を行ったため、図 2.23 では軸中心からの距離 0-60 mm の範囲で表している。

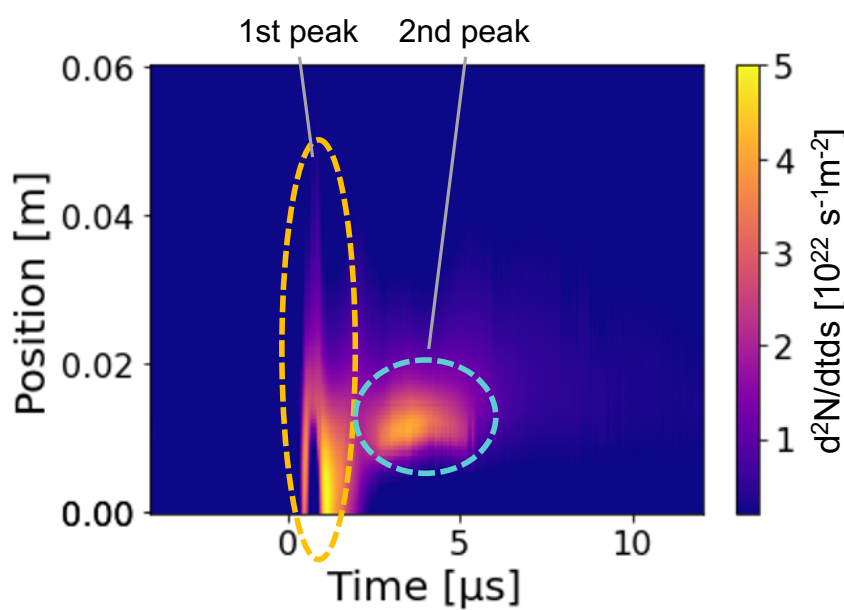


図 2.23 エネルギー2 J での粒子密度分布とその時間変化

図 2.23 より、得られたグラフには2つの性質の異なる粒子数のピークが見られた。1つ目のピークは $t=0-1$ μs に見られるものであり、ピークの時間幅は1 μs 未満であるが、コレクタ計測面全体に広く見られる特徴があった[図 2.23 の黄色囲み]。一方で、2つ目のピークは $t=2-5$ μs にわたって1つ目よりも長い時間幅で現れた[図 2.23 の青色囲み]。ピーク的位置に関しても、1つ目は計測面に対して広く現れたのに対し2つ目は中心軸付近で分布が見られず、中心から距離0.01 m付近でのみ分布が見られる特徴があった。

これらのピークがそれぞれどのような物理的意味を持つのかは、前述の測定条件のほかに、磁石の代わりに磁石表面を模擬したシールドを設置した場合で測定した結果と、磁石もシールドも設置せずに測定した結果を比較することで検証することができる。それぞれの実験概略図を図 2.24 に示す。また、図 2.25 に磁場あり、磁場なしシールドあり、磁場もシールドもなしの条件で、それぞれレーザーエネルギー1, 2, 4 Jにおいて得られたイオンの粒子密度分布とその時間変化の関係を表すグラフを示す。

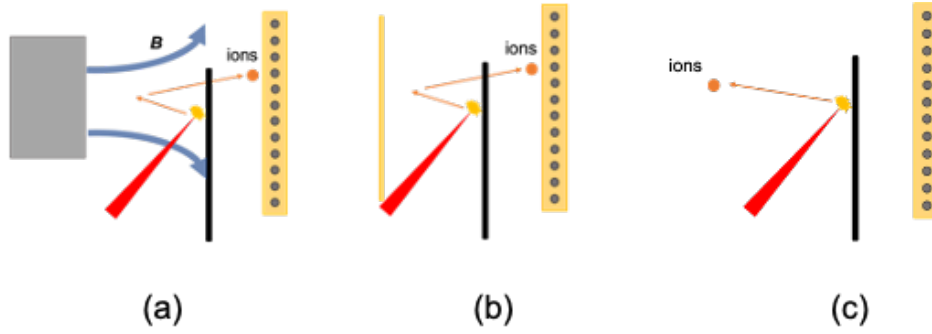


図 2.24 (a)磁場あり,(b)磁場なしシールドあり,(c)磁場なしシールドなし
の実験概略図

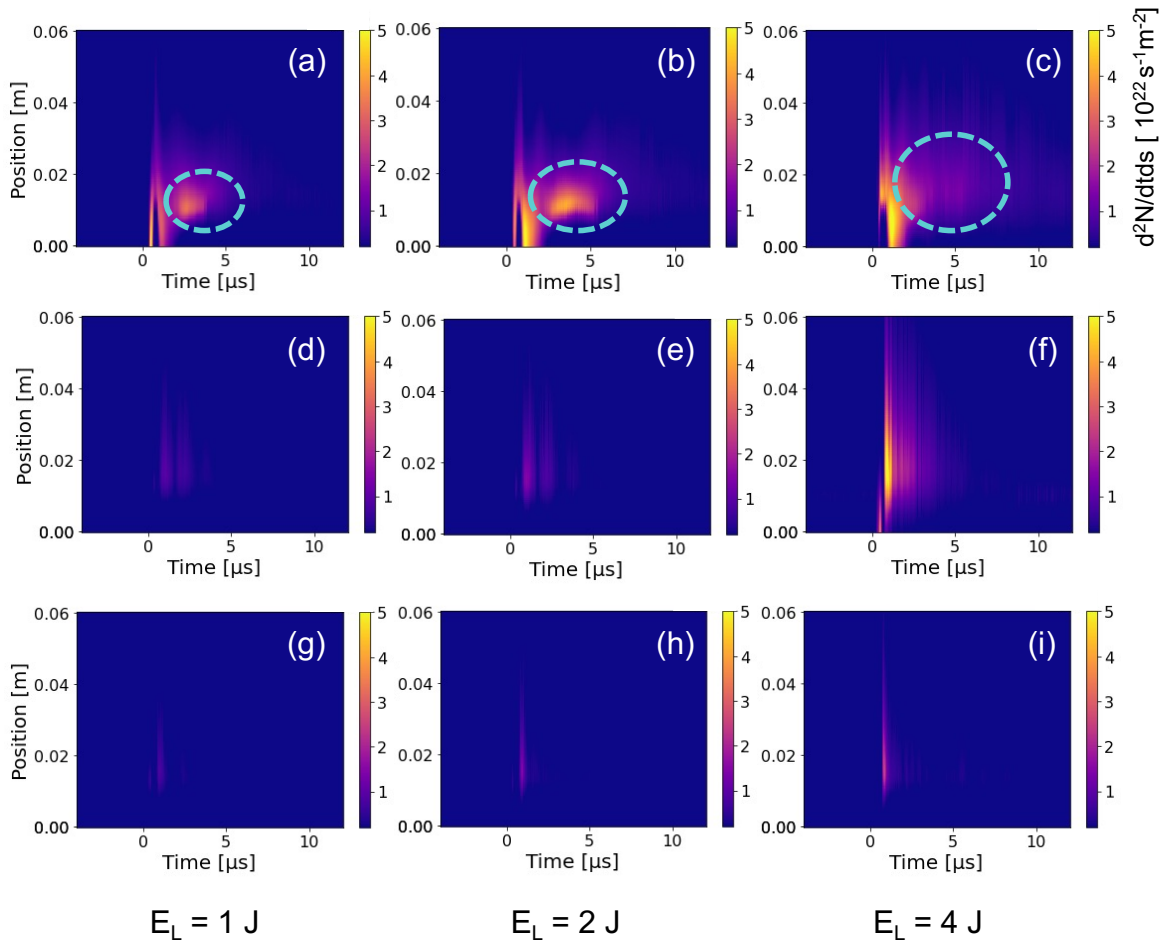


図 2.25 レーザーエネルギー1,2,4 J における磁場あり[(a)-(c)],
磁場なしシールドあり[(d)-(f)], 磁場なしシールドなし[(g)-(i)]
での粒子密度分布とその時間変化

図 2.25 より、全てのエネルギー条件において磁場があるときに図 2.23 でも示したような、中心から 0.01 m 付近の場所に $t = 2 \mu\text{s}$ 以降にコレクタ面に飛来するイオンの存在を確認することができた[図 2.25-(a),(b),(c)の青囲み].

レーザーエネルギー 4 J における結果[図 2.25-(c),(f),(i)]を比較すると、磁場もシールドもない場合はほとんどイオンが計測されておらず、磁場なしでシールドのみある場合は 1 つ目のピークに相当する時間幅が狭く広範囲で計測されるイオンのみ計測されていた。したがって、この 1 つ目のピークはレーザーがターゲットに照射された際に発する光によって磁石やシールドの表面から電離したプラズマがコレクタに到達したことで計測されたイオンであることが考えられた。また、磁場ありと磁場なしの条件で比較すると、磁場ありの場合にのみより長い時間幅でかつ計測範囲が狭いイオンが計測されていた[図 2.25-(c)]. このことから、これらのイオンは磁力線に沿った軌道で磁場との相互作用によって押し出されたイオン、すなわち磁気ノズルの効果によって排出され、コレクタ面に飛来したイオンであることが考えられる。

一方で、磁場ありの条件でレーザーエネルギー 1, 2 J においては磁気ノズルによって排出されたイオンである 2 つ目のピークは、1 つ目のピークと同程度の粒子密度であるのに対し[図 2.25-(a),(b)], 4 J において計測された 2 つめ目ピークは 1 つ目のピークよりも小さな粒子密度となっていた[図 2.25-(c)]. これは、エネルギー 4 J のレーザーによって生成されるプラズマのエネルギーが本実験で使用したネオジム磁石による磁場のエネルギーに対して大きすぎたことで 1 J や 2 J と比べて局所的な粒子密度上昇が起こりにくく、イオンがより空間的に広がっていたことが考えられる。

同じエネルギーのレーザーを用いた実験においてこの問題を解消するためには、磁石をより大型で強力なものにすることや磁石に代わりにコイルを用いて磁場を発生させることなどが挙げられるが、パルス駆動が可能で、瞬間的な時間でのみ磁場を発生させられるコイルによる磁場で計測を行うことが望ましいと考えられた。

2.4.4 粒子密度分布から力積の算出

前節で得られたイオンの粒子密度分布からコレクタ面に飛来してきたイオンによって得られる力積を計算し、スラスト計測の結果と比較した。その計算方法を示す。

本実験によって得られた粒子密度分布は一次元的な分布であるが、まず時間ステップごとに図 2.26 のように粒子の軸対称性の仮定に沿って半径方向に回転積分することにより二次元的な密度分布 dN/dt を得た。

$$\frac{dN}{dt} = \int 2\pi \left(\frac{d^2N}{dtds} \right) r dr \quad (2.14)$$

次に、得られた分布に対しイオン質量 M_i を乗じることでその時間ステップでのイオンの総重量 $m(t)$ を求めた。このとき、本実験で計測されるイオンは炭素由来のものが大多数を占めると推定されるため、イオン質量は炭素イオンの質量である $12 \times 1.672 \times 10^{-27}$ kg とした。また、同タイムステップでイオンの持つ速度 $v(t)$ は、イオンの運動経路を各タイムステップで表されるレーザー照射からの時間で割ることによって求めた。ここで、イオンの運動系路はイオンがアブレーションで発生した後磁石表面で反射してコレクタに飛来したものを代表し、アブレーションターゲットと磁石の距離の二倍+アブレーションターゲットからコレクタまでの距離とした(図 2.27)。これらを積算することでその時間ステップでの力積 $I(t)$ を得た。

$$I(t) = m(t) v(t) = M_i \left(\frac{dN}{dt} \right) v(t) \quad (2.15)$$

この計算を全ての時間ステップで行い時間積分することによってトータルで得られた力積 I_{tot} を求めた。

$$I_{\text{tot}} = \int I(t) dt \quad (2.16)$$

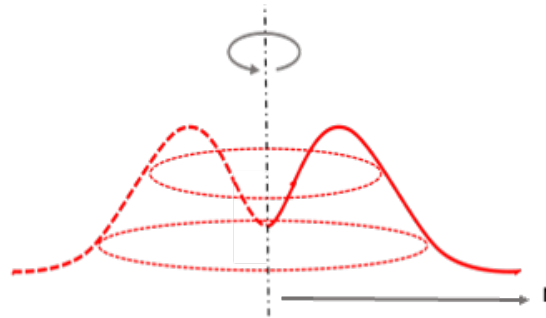


図 2.26 一次元的な粒子密度分布の回転積分

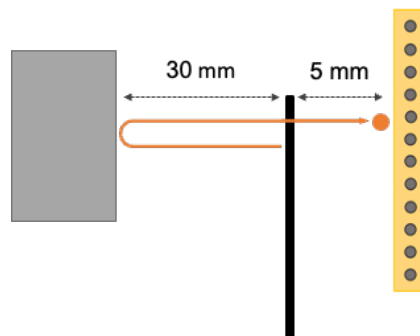


図 2.27 計算時に推定したイオンの運動系路

2.4.5 力積の算出結果

前節の計算方法に従ってレーザーエネルギー1,2,4 J において磁場ありの条件で得られた力積を図 2.28 に示す. チャージコレクタと同じ位置にスラストターゲットを設置し力積を計測したターゲット計測と比較すると, レーザーエネルギー4 J においてイオンの粒子密度分布から計算された力積は, ターゲット計測で計測された力積の 3.15%の値と非常に小さな値となった. これだけの差が生じた要因としては,

- 磁気ノズルでプラズマが排出される過程でイオンの一部は電子と結合し中性粒子としてコレクタに飛来していた.
- ワイヤ径が1 mm であるのに対しワイヤー間距離が1 cm と大きいためイオンの分布が最大となる地点で計測を行えていなかった.
- コレクタではイオンだけでなく電子も検出していたことによりイオン電流が過小評価されていた.

ことなどが挙げられた.

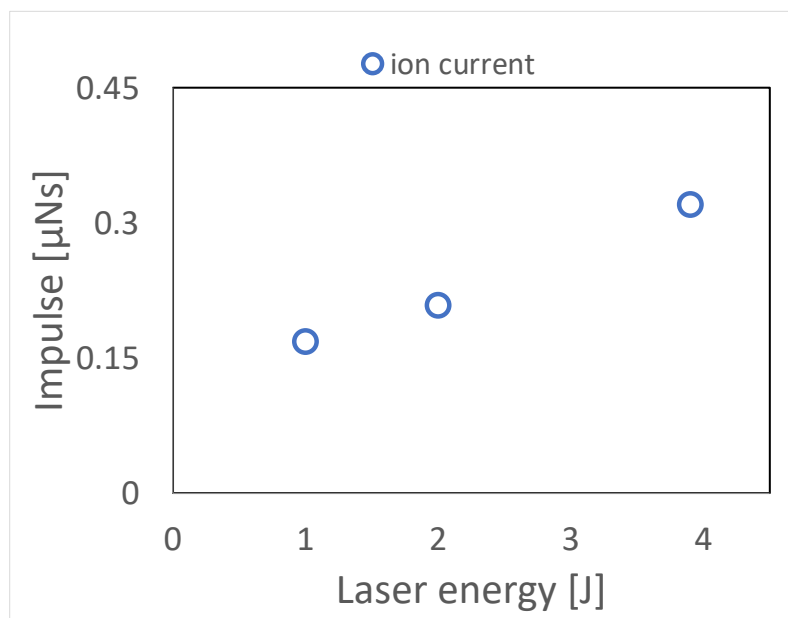


図 2.28 イオンの粒子密度分布から計算した力積

本実験によって明らかとなったイオン電流計測の問題点を解決するために, 本研究では計測に用いるチャージコレクタの改善が必要であると考え, チャージコレクタの設計の改良に取り組んだ.

第3章 イオン電流計測の改善

前章でのイオン電流計測では、計測時に特に磁石中心付近のコレクタにおいて、図 3.1 の ch-7(ピンク線)のようなイオン電流とは関係のない信号が計測されることがあった。この原因としてはイオンの他にも電子やアブレーション時に発生したデブリなどがワイヤーコレクタに飛来していたことが考えられ、こういった信号が計測されないようにするために、まずチャージコレクタの設計を見直す必要があると考えた。本章では、ワイヤー線に代わるチャージコレクタとしてファラデーカップを採用し、ファラデーカップによる計測およびコレクタの改良を行った[18]。ファラデーカップの詳しい構造については次節で説明するが、ワイヤーからファラデーカップに変更することでイオン電流を取り出す際に電子やデブリによる影響を減らすことが期待できる。

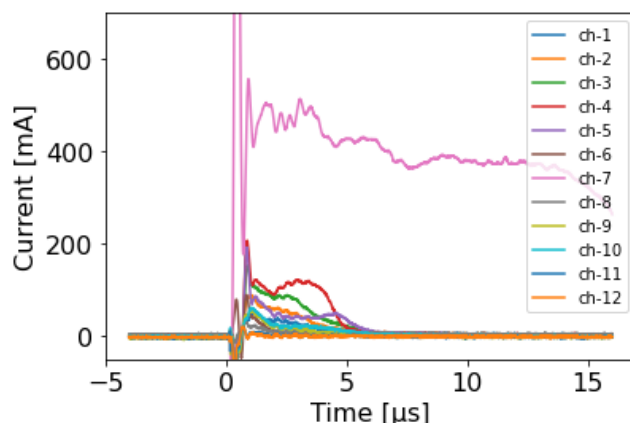


図 3.1 イオン電流計測における不自然な信号
($E_L = 4 \text{ J}$, 磁場なし, シールドあり)

3.1 ファラデーカップを用いたイオン電流計測

3.1.1 コレクタ設計

ファラデーカップを用いたチャージコレクタの内部構造を図 3.2 に示す。図 3.2 のようにチャージコレクタは電流信号を取り出すためのファラデーカップとそれを被せる金属製カップで構成されており、カップ底面に空いた直径 4 mm のピンホールよりイオンがカップ内部に入ってこられるようになっている。このとき、ファラデーカップとカップは絶縁されており、前章と同じようにファラデーカップに対してバイアス電圧(V_{bias})を印加しつつカップは接地することができるため、カップの入口とイオンコレクタの間にはカップ入口からコレクタに向かう電場を作るこ

とができる．この電場によって，チャージコレクタに飛来するイオンはカップ内に入ってくるが電子の侵入は防ぐことが可能になる．

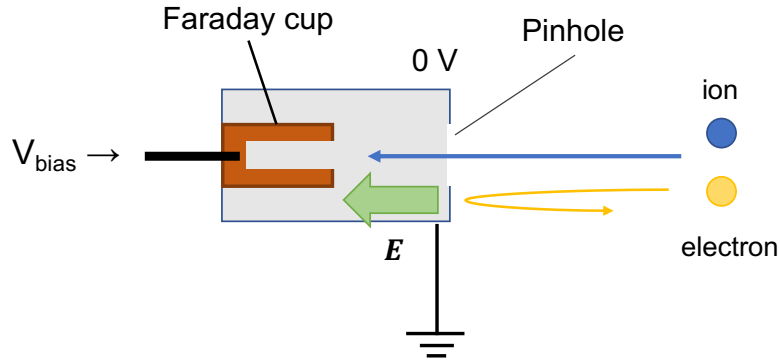


図 3.2 ファラデーカップ式チャージコレクタの内部構造

3.1.2 コレクタ内部の電場構造

ファラデーカップによるイオン電流計測において，カップ内に入ってきたイオンが壁面に衝突することなくファラデーカップに到達しうるかはチャージコレクタ内の電場構造を求めることで確認することができる．

ファラデーカップにバイアス電圧 -25 V を印加したときの電場計算を例に，電場構造の計算プロセスを以下に示す．計算に用いた境界条件などの計算条件を表 3.1 に示す．

表 3.1 電場計算の計算条件

l_x	0.01 m
l_y	0.02 m
メッシュサイズ	$10^{-4}\text{ m} \times 10^{-4}\text{ m}$
メッシュ数	100×200
カップ入口の電位	0 V
カップ側面の電位	0 V
ファラデーカップの電位	-25 V

電場計算においては，まず図 3.3(a) のようなチャージコレクタの断面に対する計算領域を設定し，設定した各グリッドに対してラプラス方程式

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (3.1)$$

を解くことによって電場を計算した．このとき，計算コストを削減するために Successive Over-Relaxation (SOR)法による加速パラメータを設定し，収束速度を向上させた．カップ内に侵入したイオンは電場勾配に従って運動するため，計算によって得られた電場構造に対して図 3.3(b)のように電気力線を描画した．図 3.3(b)より，コレクタ内で電場はカップ入口および側面から底部のファラデーカップへ向かう方向に形成されており，入口から入ってきたイオンは側面等に衝突することなくファラデーカップに到達することがわかった．

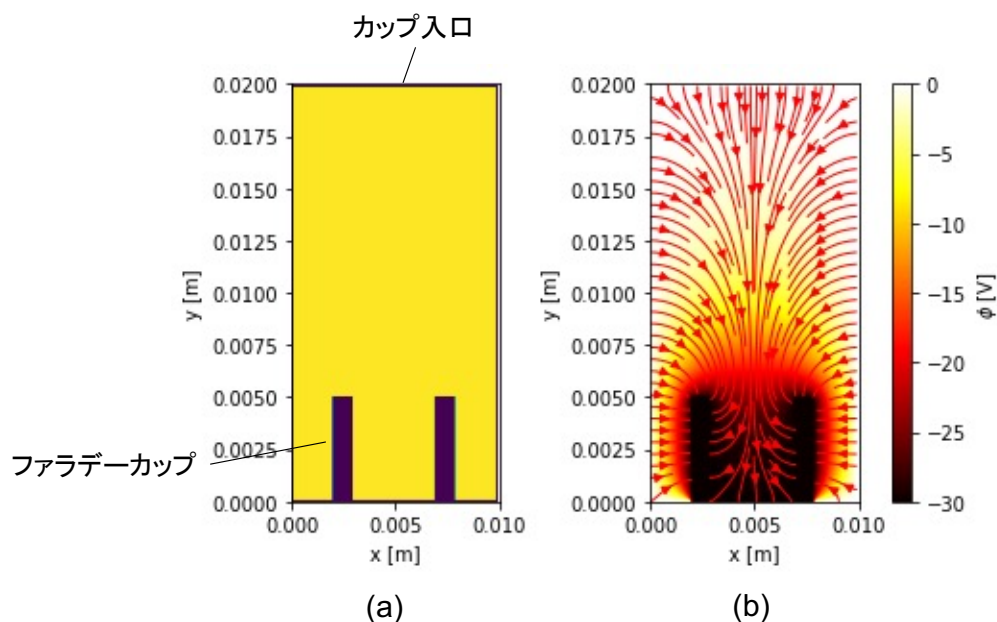


図 3.3 (a)チャージコレクタ内の計算領域
(b)得られた電場構造

3.1.3 バイアス電圧の適正值

ファラデーカップにバイアス電圧を印加する目的は，3.1.1 節でも述べたようにファラデーカップで回収することに加えてチャージコレクタ内に電子が侵入するのを防ぐためでもある．そこで，コレクタに印加するバイアス電圧の適正值を実験によって求めた．その実験概略図を図 3.4 に示す．

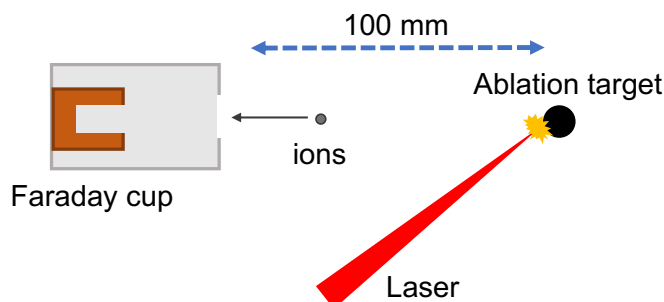


図 3.4 バイアス電圧の適正值推定の実験概略図

図 3.4 のように本実験では真空チャンバー内においてレーザーをアブレーションターゲットに対して斜めに照射し、ターゲットから 100 mm 離れた地点に設置したチャージコレクタで計測されるイオン電流を測定した。本実験に用いたレーザーは Nd:YAG レーザー(エネルギー 600 mJ, 波長 1064 nm, パルス幅 10 ns)であり、アブレーションターゲットは前章で用いたものと同じ $\Phi 0.5$ mm のカーボンロッドである。また、チャージコレクタから得られるイオン電流は図 2.18 と同様に I-V 変換を行なってデータロガーで読み取った。各測定時の真空度は 10^{-4} Torr 程度とした。

本実験ではファラデーカップへ印加するバイアス電圧の値を 0 V から -150 V まです 25 V ごとに変化させ、計測によって得られた総電荷量を比較した。このとき、得られた総電荷量は(3.2)式のように電流を計測した時間で積分することによって得られる。

$$Q_{\text{tot}} = \int I(t) dt \quad (3.2)$$

レーザーのエネルギーが一定のとき、コレクタで回収されるイオンの総量はおおよそ一定となることが推定される。そのため、バイアス電圧が小さいときはイオンと同時に電場で弾けなかった電子も計測されて電荷量が低く見積もられるが、値が大きくなるにつれて電子を弾く効果が強くなり、やがてイオンのみが計測されて電荷量が一定となることが想定される。

図 3.5 に実験によって得られたファラデーカップへのバイアス電圧と得られた電荷量の関係を表すグラフを示す。グラフより、バイアス電圧が 0 V から -60 V までは電圧が小さくなると電荷量は増大しているのに対し、-60 V よりも小さくなると電荷量がほとんど一定となる結果が得られた。このことから、本実験条件においてはファラデーカップに -60 V よりも小さなバイアス電圧を印加することで電子の検出を抑制できるということが言えた。また、カップ入口とイオンコレクタの電位差 60 V でコレクタに侵入する電子を阻止できるということは、レーザーアブレーションによって生成した電子の持つエネルギーが 60 eV 程度であると見積もることができる。この推定値の正当性については、アブレーションプラズマに対するレーザートムソン散乱計測を行うことによって評価することができる[17]。

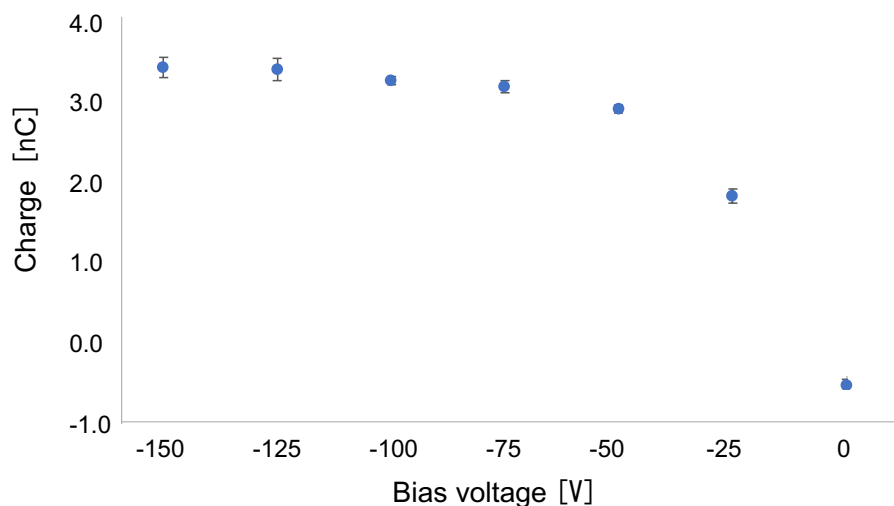


図 3.5 バイアス電圧と計測された電荷量の関係

一方で、上述のように本実験を通して電子を適切に取り除くために必要なバイアス電圧値は -60 V であることが分かったが、コレクタへ -60 V 印加した状態で計測を行うことにはいくつかの問題が生じる。一つはイオンが過加速されることによるコレクタからの二次電子の発生の可能性である。チャージコレクタ内の電場によってイオンが過加速された場合、ファラデーカップにイオンが衝突したときにイオンの持つ運動エネルギーによってファラデーカップ表面から電子が発生する可能性がある。この電子が再びコレクタに回収されることなくカップ壁面に逃げてしまった場合、イオン電流の過大評価が行われることが懸念される。他にも、本計測で用いるデータロガー用の絶縁モジュール(横河計測株式会社, 720211)の耐用電圧が -42 V までであることも -60 V を印加した状態での計測が難しい要因である。

こういった問題を解決するために、本研究ではチャージコレクタそのものの設計を見直す必要があると考えた。改良したチャージコレクタの構造と、それらを用いたイオン電流の計測について次節以降で述べる。

3.2 2層グリッド式チャージコレクタの開発

3.2.1 コレクタ設計

前節で取り上げた、ファラデーカップへ印加するバイアス電圧の問題点の解決策として、チャージコレクタの入口と内部のファラデーカップの間にもう1枚メッシュによるグリッドを追加した2層グリッドによるチャージコレクタを新たに設計・開発した。設計した2層グリッド式チャージコレクタの断面図を図3.6に示す。

このチャージコレクタでは、バイアス電圧の印加されるファラデーカップに加えて新しく追加した内グリッド (Inner grid) にも電圧を印加できるようにしている。このとき、Inner grid には電圧制限を受ける計測機器を接続していないため、グリッド電圧 (V_{grid}) は自由に設定することができる。また、前節でのチャージコレクタの入口はピンホールであったが、今回作成したチャージコレクタではカップ入口とファラデーカップの間の電場構造をできるだけ一様にするために入口にもグリッド (Outer grid) を設置し2層グリッドの構造を成している。ここで、Inner grid および Outer grid には金属製メッシュを用いており、それらの透過率はともに50%である。

本研究ではまず、バイアス電圧を -35 V 、グリッド電圧を -65 V として計測を行った。この条件でのコレクタ内部の電位の模式図を図3.7に示す。図3.7より、コレクタに飛来した電子は入口と Inner grid の間の電位差で内部への侵入が防がれるのに対し、イオンは入口から Inner grid の間で加速された後、Inner grid とファラデーカップの間で減速されてファラデーカップへ到達することが伺える。このような、複数のグリッドを用いてその電位差でイオンの加速および減速を制御する手法は電気推進機のイオンスラスタにも用いられており、このチャージコレクタを設計する上で参考にした[20]。

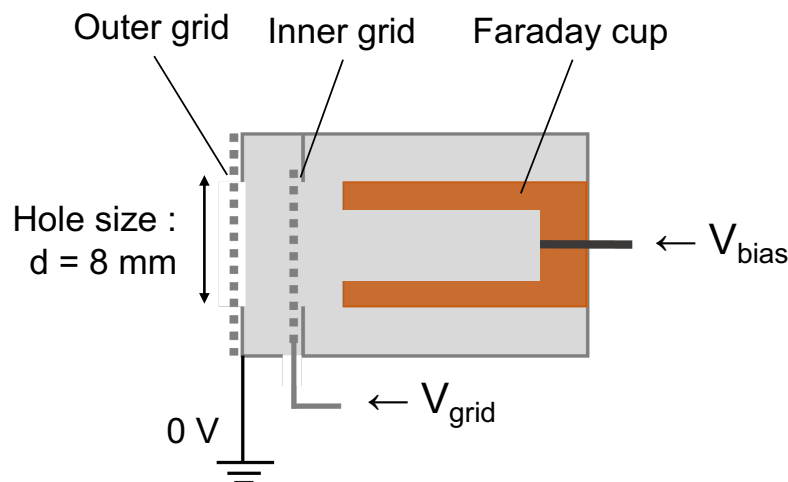


図3.6 開発した2層グリッド式チャージコレクタ

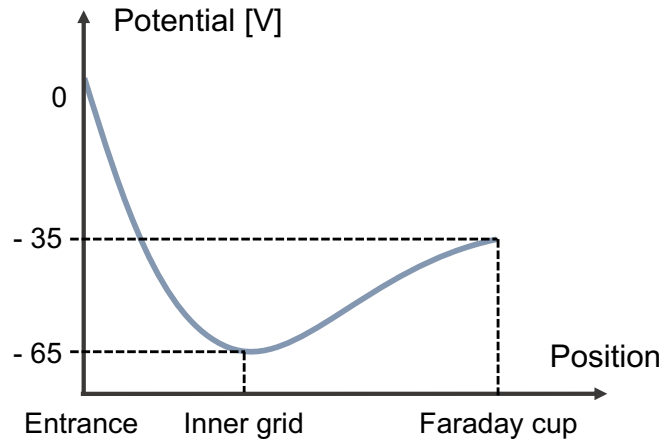


図 3.7 チャージコレクタ内の位置と電位の関係

3.2.2 コレクタ内部の電場構造

チャージコレクタの改良に伴い, 新しいチャージコレクタについても内部の電場構造を 3.1.2 節と同様に計算した. 今回の計算領域および得られた内部の電場構造を図 3.8 に示す.

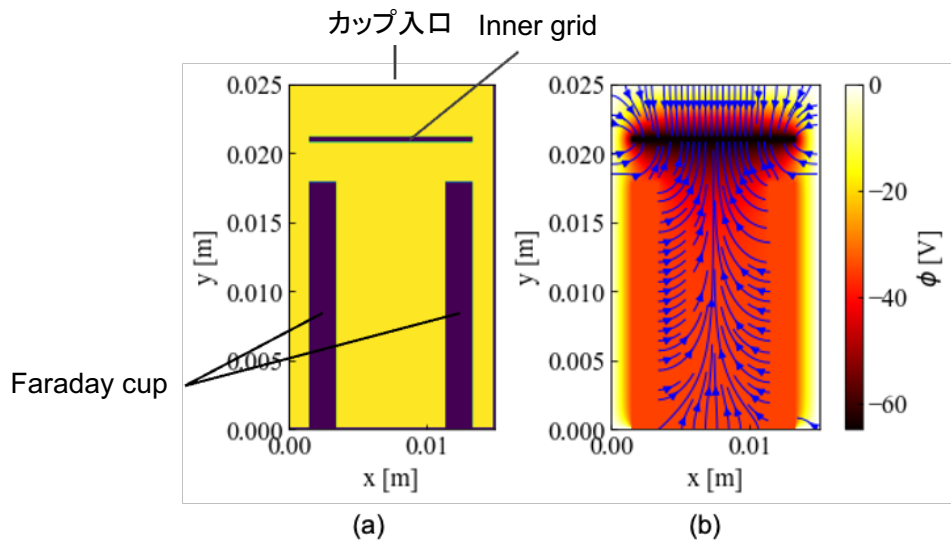


図 3.8 (a)チャージコレクタ内の計算領域
(b)得られた電場構造

図 3.8(b)より, コレクタ内部の電場は全体的に Inner grid に向かう向きに形成されているが, 電気力線の密度が入口と内グリッドの間の方が Inner grid とファラデーカップ間よりも大きいため, イオンは想定通り入口と Inner grid の間で加速, Inner grid とファラデーカップの間で減速を受けてファラデーカップに到達することが考えられる.

3.3 永久磁石の磁場によるイオン電流の分布計測

3.3.1 実験概要

新しく開発したチャージコレクタを用いたイオン電流計測として,はじめに先行研究[9]でも用いられた永久磁石による磁気ノズルの上流および下流でのイオン電流計測を行なった. 実験概略図を図 3.9(a),(b)に示す. 本実験においてレーザー生成プラズマを生成するためのレーザーおよびアブレーションターゲットは3.1.3節の実験で用いたものと同じものを用いた. また, 磁場は2つのネオジム磁石($\Phi 16\text{ mm} \times 10\text{ mm}$, 表面磁束密度 473 mT)を直列に並べることによって生成し, ターゲットと磁石の距離は 15 mm で配置した. このときのターゲット位置における磁場強度は 52.8 mT である[9].

本実験ではイオン電流の空間分布を測定するために6つのチャージコレクタ(Ch. 1-6)をそれぞれ中心間距離が 40 mm となるように1列に並べ, 上流計測・下流計測ともにレーザー光軸に対して 45° 傾けた状態で設置した. このような配置にしたのはレーザーが直接コレクタに当たってしまうことを防ぐためである. このとき, ターゲットとコレクタ中心との距離は 90 mm とし, 磁石を含む3つが同一直線上に並ぶように配置した. 前章のイオン電流計測ではコレクタ間隔が 10 mm であったのに対し本実験では 40 mm と広げたのはターゲットとコレクタの距離が 5 mm から 90 mm に伸びたことによるプラズマの拡散を考慮し, より大きな空間スケールでの計測が必要であると考えたためである. 計測時には各コレクタに対してバイアス電圧 -35 V を, グリッド電圧 -65 V をそれぞれ印加して計測を行なった.

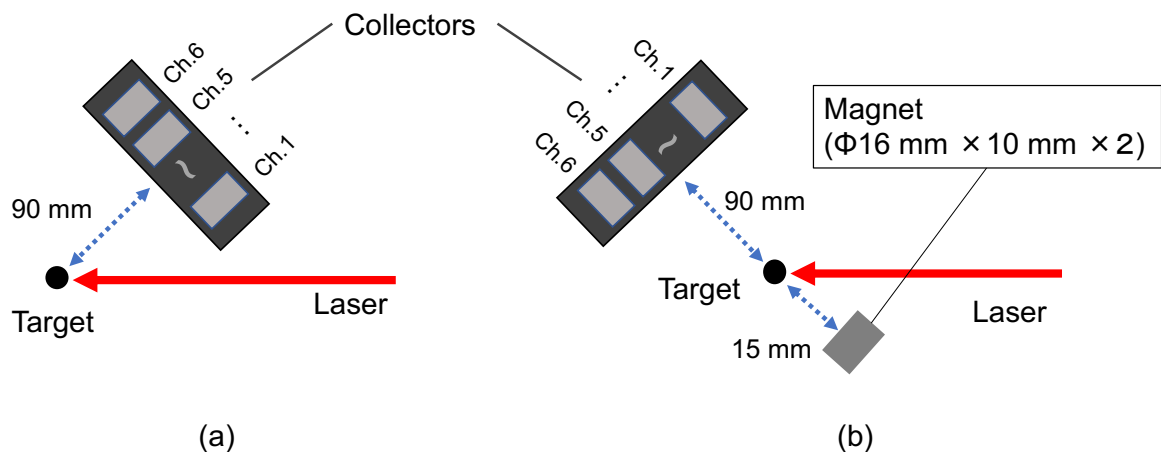


図 3.9 (a)上流計測の実験配置, (b)下流計測の実験配置

3.3.2 実験結果

磁気ノズルの上流計測で得られたイオン電流の計測値と得られた分布を図 3.10(a),(b)に、磁気ノズル下流で磁場がある場合とない場合でそれぞれ得られたイオン電流の測定値と得られた分布を図 3.11(a),(b)，図 3.12(a),(b)に示す．各グラフ(a)における Ch.1 は位置0.10 m，Ch.6 は位置−0.10 m に該当し，0.04 m 間隔で Ch.2 から Ch.5 の位置がそれぞれ対応する．各グラフにおいて，電流量を表すカラーバーは各コレクタで計測された電流をコレクタの入口面積($16\pi \text{ mm}^2$)で割ることで電流密度として表している．ここで，図 3.10 における0.00-0.04 m と図 3.11 と図 3.12 における−0.04 -0.00 m のデータが空白となっているが，これらは電磁ノイズの影響で正しくイオン電流を測定できていなかったため除外している．

まず図 3.10 より，磁気ノズル上流で測定されたイオン電流は中心部で大きく，外側に行くにつれて減少するような分布が得られていた．一方で磁気ノズル下流に関して図 3.11 と図 3.12 を比較すると，磁場ありの場合に磁気ノズルの下流では中心付近で強いイオン電流が計測された後に−0.06 m の位置においてより長い時間幅でイオン電流が計測された．位置−0.06 m における磁場の有無でイオン電流を比較すると[図 3.13]，磁場ありのときに計測された $t=2-5 \mu\text{s}$ の長いピークは磁場がない場合には検出されなかったため，これらの電流ピークは磁場の存在によって計測されたものであることが言える．また，前章で得られた結果も踏まえると，このピークは磁気ノズルの効果によって押し出されたイオンであることがわかる．

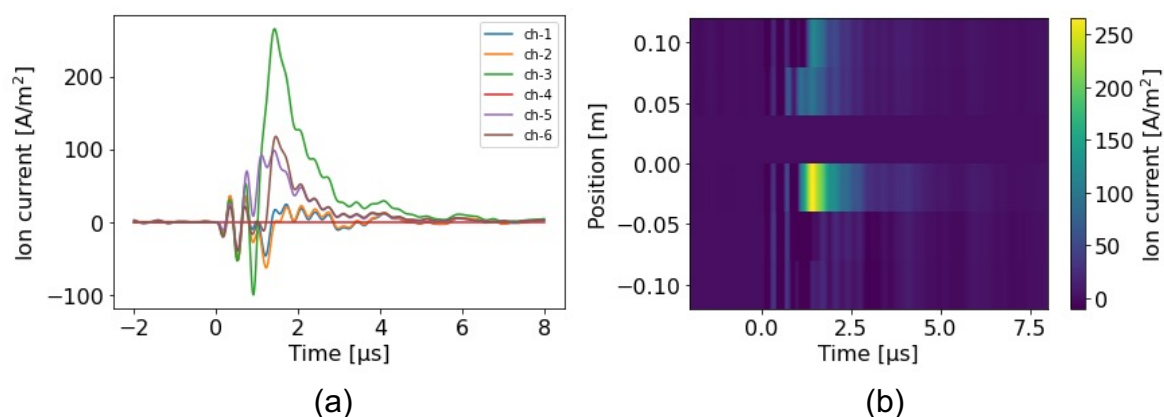


図 3.10 磁気ノズル上流のイオン電流の計測値(a)と電流分布(b)

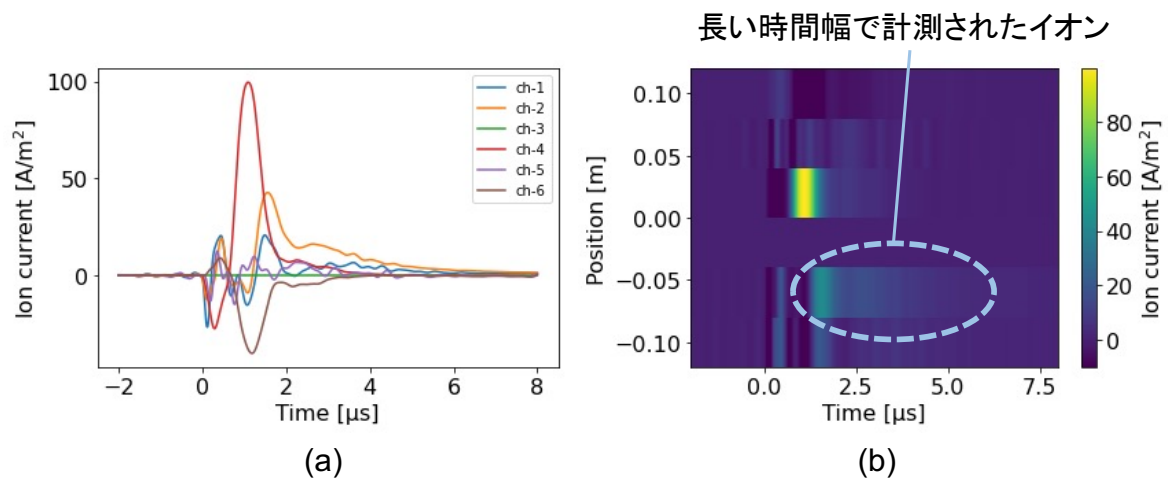


図 3.11 磁場ありで磁気ノズル下流のイオン電流の計測値(a)と電流分布(b)

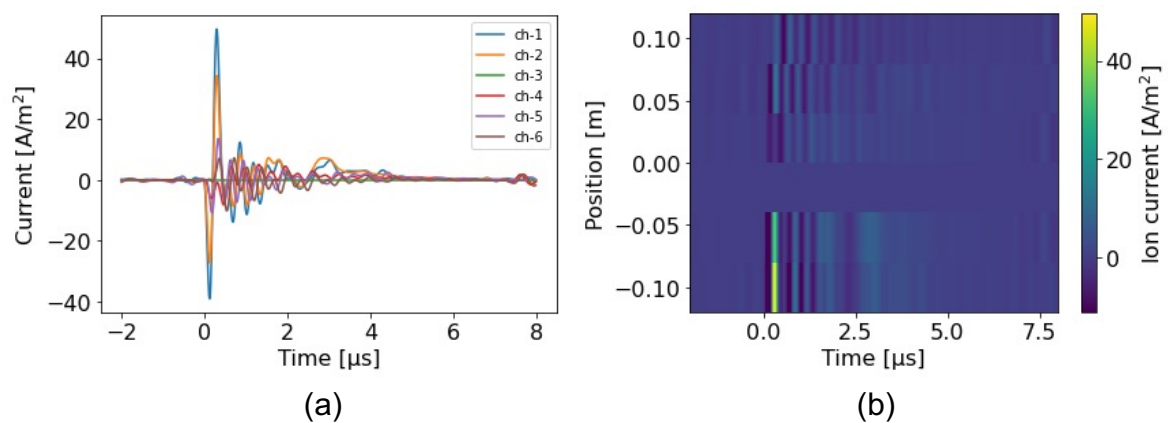


図 3.12 磁場なしで磁気ノズル下流のイオン電流の計測値(a)と電流分布(b)

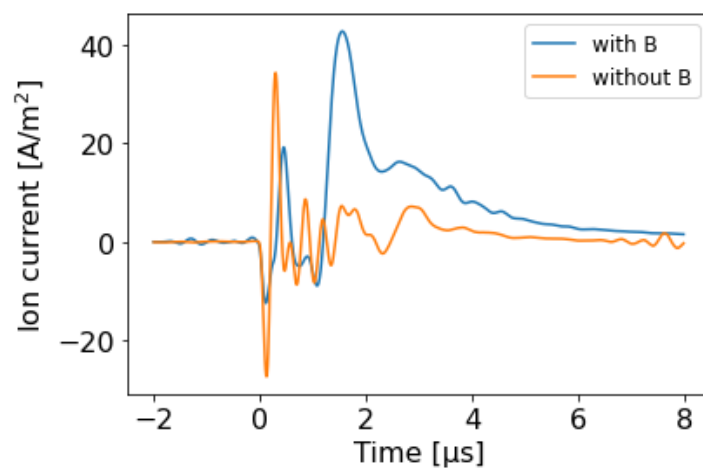


図 3.13 位置 -0.06 m における磁場の有無でのイオン電流比較

3.4 コイル磁場によるイオン電流の分布計測

3.4.1 磁場生成回路

続いて、コイル磁場による磁気ノズルで排出されるイオンの分布計測を行った。本実験では磁場の生成に図 3.14 で表されるコイルを用いた。このコイルは内径 25 mm、外径 50 mm の計 100 回巻きコイルであり、図 3.15 で表される回路によって磁場を生成した。

この回路は、420 μF のキャパシタに対して直流電源によるキャパシタの充電回路と、キャパシタからコイルへの放電回路で構成されており、サイリスタを用いて任意のタイミングで充電回路から放電回路へのスイッチングを行うことができる。本実験ではサイリスタの駆動とレーザー発振を同期させ、コイルへの放電によってパルス的な磁場が発生し、磁場強度がピークとなるタイミングでアブレーションターゲットへのレーザー照射を行なった。

磁場生成用コイルで発生する磁場は透磁率 μ 、コイルの巻き数 N 、コイルの外径 D_o と内径 D_i 、コイル中心からターゲットまでの距離 z 、コイルに流れる電流 I を用いて

$$B = \frac{\mu NI}{2(D_o - D_i)} \log \left(\frac{D_o + \sqrt{D_o^2 + z^2}}{D_i + \sqrt{D_i^2 + z^2}} \right) \quad (3.3)$$

で表される。ここで、コイルに流れる電流 I は放電回路中に組み込まれたロゴスキーコイルによって測定した。

キャパシタの充電電圧 150 V における、アブレーションターゲットの位置で放電時にコイルから発生する磁場とその時間変化を図 3.16 に示す。ここで、アブレーションターゲットとコイルの距離 z は数値解析において判明している磁気ノズルの推進効率が最適となる位置である、磁場生成コイルの半径と同じ距離だけコイルから離れた位置に相当する $z = 12.5$ mm とした[5]。図 3.16 より、キャパシタへの充電電圧 150 V の場合、放電から 0.473 ms 後に磁場の最大値 266 mT が計測された。同じ位置に 3.3 節で用いたネオジム磁石を設置した場合のターゲット位置の磁場強度は 78 mT であるため[10]、コイルを用いることでキャパシタ電圧 150 V において 3.4 倍大きな磁場を生成することができた。

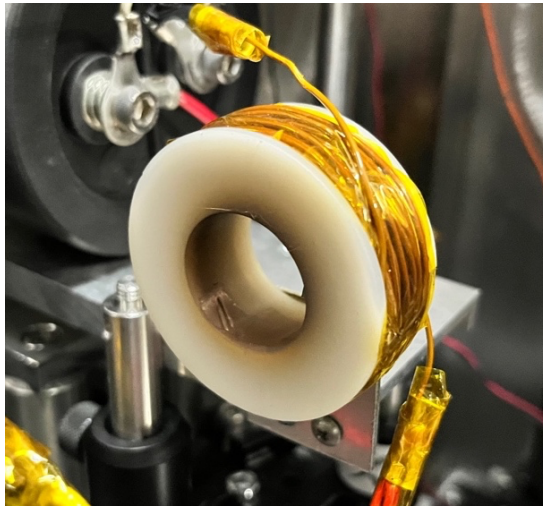


図 3.14 磁場生成用コイル

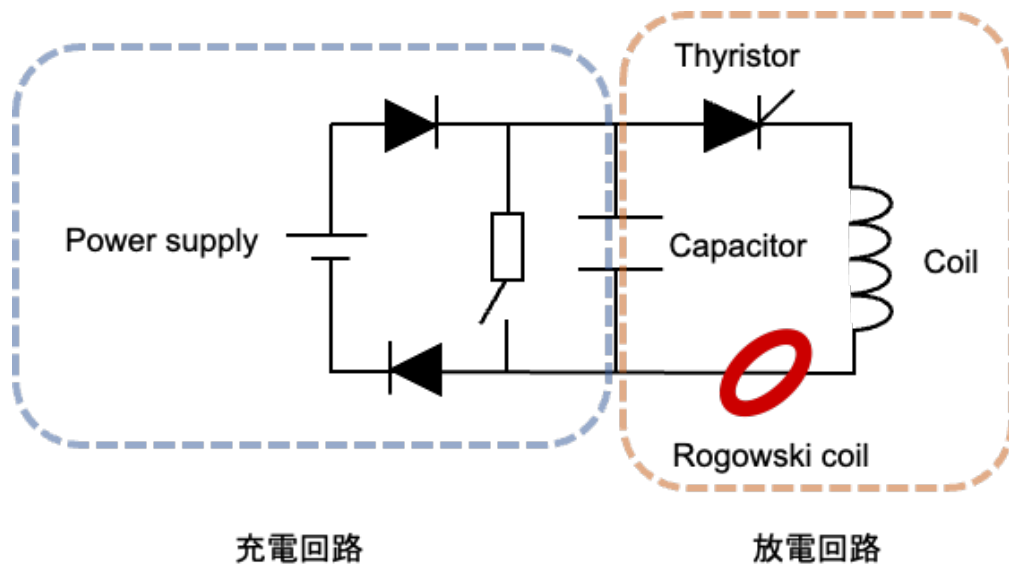


図 3.15 磁場生成回路

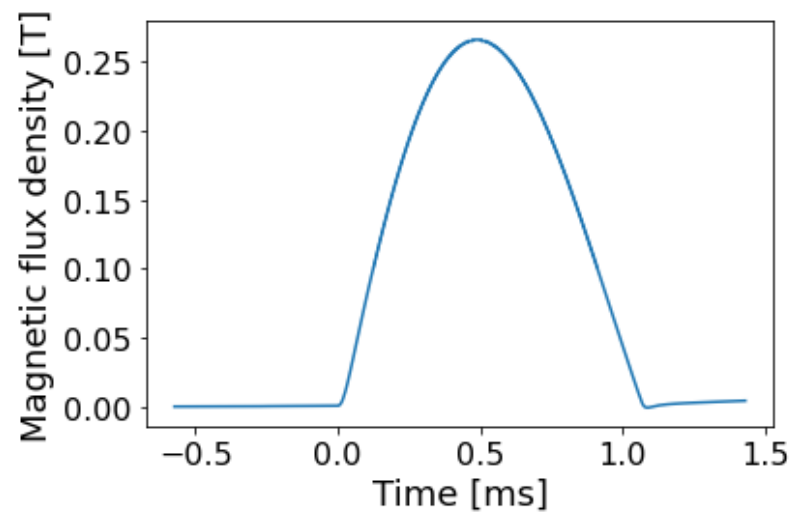


図 3.16 アブレーションターゲット位置での磁場の時間変化

3.4.2 実験概要

コイル磁場による磁気ノズル下流のイオン電流計測の実験概略図を図 3.17 に示す。本実験では前節で述べた磁場生成回路によってコイル磁場を生成し、レーザーがコイル中心を通過してアブレーションターゲットに照射されるように配置した。また、本実験では7つのチャージコレクタを横一列に並べ、コイルに対して平行になるようにアブレーションターゲットから距離 90 mm の位置に配置した。このとき、図 3.17 のようにレーザーは並べられたチャージコレクタの方向へ照射されるが、レーザー光軸上にコレクタが配置されるのを防ぐためにコレクタを等間隔で並べるのではなく、図 3.17 のようにそれぞれ 35 mm 間隔で3つと4つの2つに分割し、その間をレーザーが通過するようにした。レーザー光軸を避けるための間隔は 52.5 mm とした。また、各コレクタから取り出された電流信号はこれまでと同様の I-V 変換回路によって電圧値に変換した。

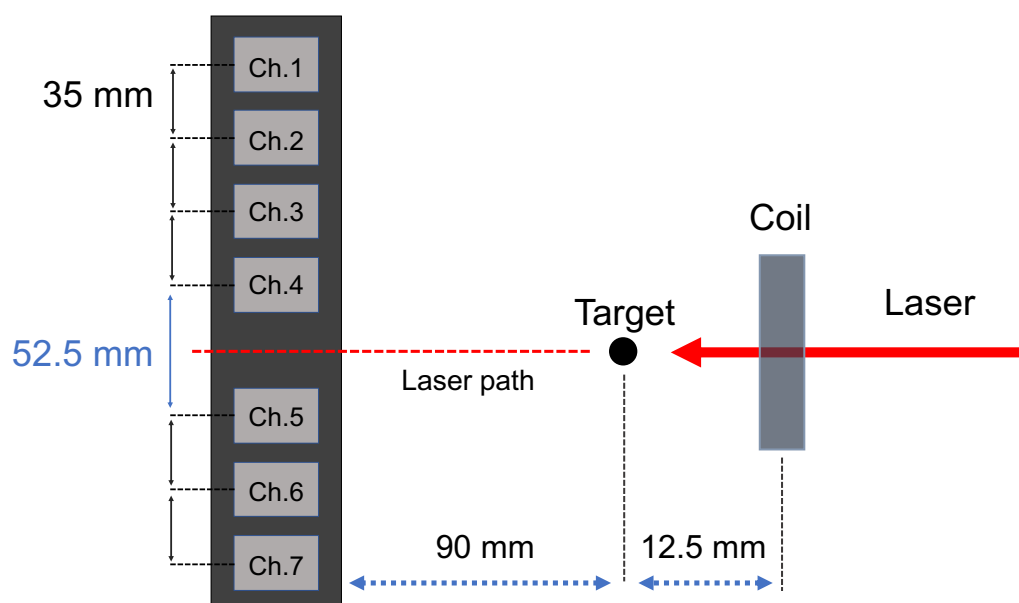


図 3.17 磁気ノズル下流計測の実験配置

3.4.3 電磁ノイズによる測定実験への影響

コイルへ 150 V 充電したときに磁気ノズル下流で各チャンネルから計測されたイオン電流のグラフを図 3.18 に示す。グラフより、各チャンネルから出力された波形には大きな電磁ノイズが乗っており、イオン電流としての解析が不可能な状態となってしまった。

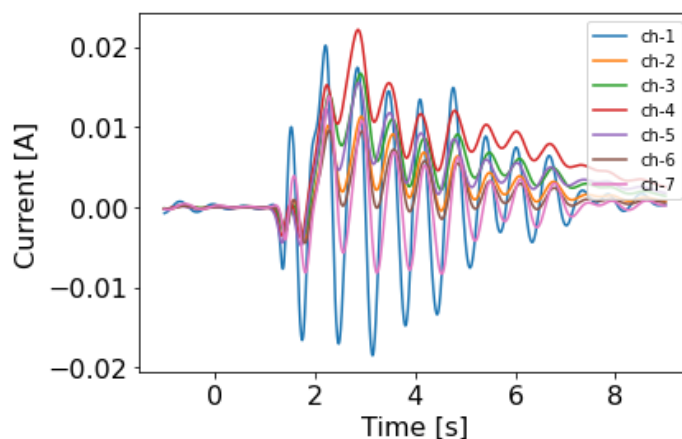


図 3.18 充電電圧 150 V での磁気ノズル下流のイオン電流

この問題を解決するために、まず電磁ノイズが何によって発生したのか検証を行った。検証の際には

- (a) レーザーを真空チャンバーに照射しない場合。
 - (b) レーザーをチャンバー内には照射するがアブレーションターゲットには照射しない場合。
 - (c) アブレーションターゲットに照射した場合。
- についてそれぞれコレクタから出力される波形を比較した。

それぞれの条件で得られた出力波形を図 3.19 に示す。本実験はノイズ検出の有無を検証するため、コレクタへのバイアス電圧およびグリッド電圧はともに 0 V とした。それぞれのグラフには合計 7 チャンネル分の波形を出力しているが、Ch.1,2,7 にはコレクタ信号を取り出すケーブルを、真空チャンバー内から外へ取り出すフィードスルーに接続しておらず、真空チャンバー内側のフィードスルー端子で検出されるノイズ信号を出力している。チャンネル 3-6 に関しては、これまでと同様にそれぞれコレクタで検出された信号を I-V 変換回路を通じて読み取っている。グラフより、条件(b)においても僅かながら電磁ノイズの検出が見られるが、条件(c)のようにアブレーションターゲットにレーザーが照射されることで強い電磁ノイズを検出していることがわかる。以上の結果より、測定時の電磁ノイズの検出を防ぐためにはコレクタで取り出された電流信号に対して物理的なフィルタ処理を加える必要があると考えた。

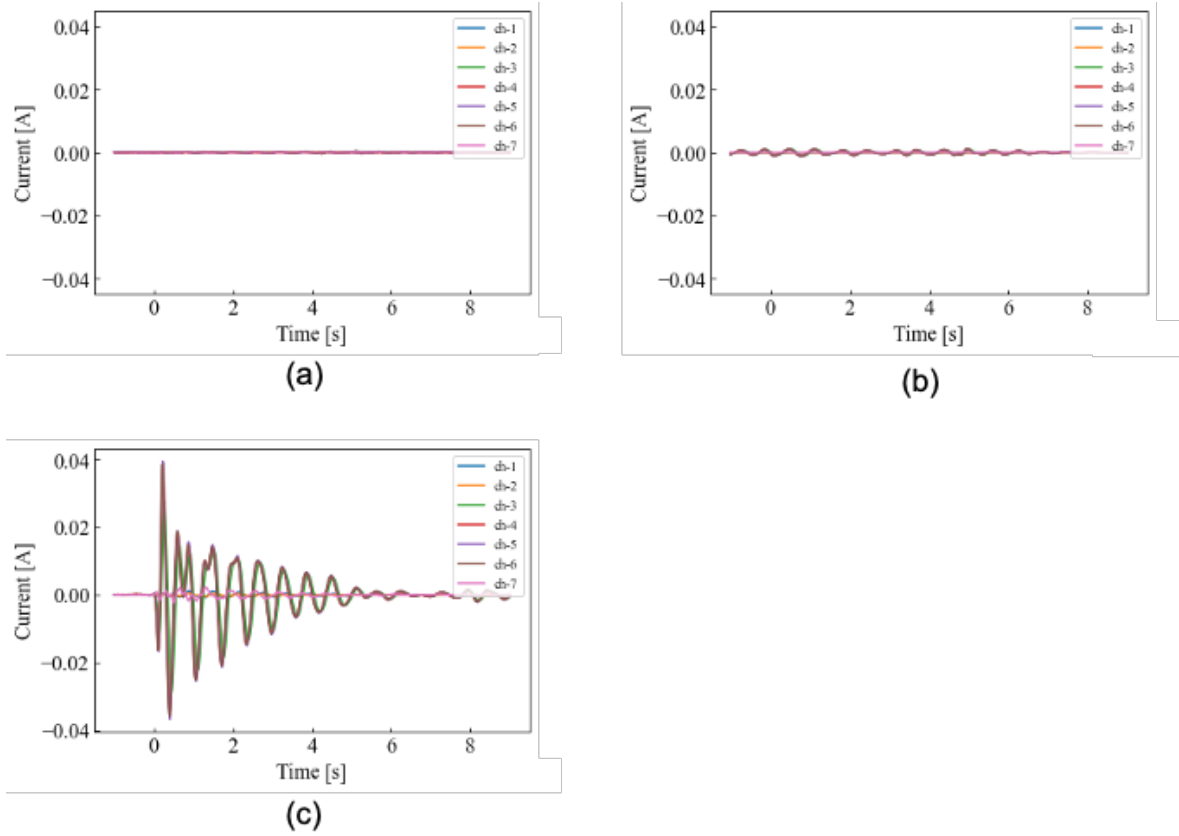


図 3.19 (a)真空チャンバー内にレーザー照射をしない場合
 (b)ターゲットにレーザーを照射しなかった場合
 (c)ターゲットにレーザー照射を行った場合
 で得られた各チャンネルの出力波形

3.4.4 フィルタ回路設計

電磁ノイズを減衰させるためのフィルタ処理として、まずローパスフィルタによるフィルタ処理を検討した．ローパスフィルタの設計に際し、本研究では最も単純な RC ローパスフィルタを用いた．RC ローパスフィルタのカットオフ周波数 f_c は抵抗値 R とキャパシタの容量 c を用いて

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (3.4)$$

で表される．本研究では、ノイズの発生源がレーザーであることを受けて、レーザーのパルス幅が 10 ns に対し振動周期がパルス幅の 2 倍程度までのノイズを除去することを目的としてフィルタのカットオフ周波数を 50 MHz 程度に設定した．図 3.20 に I-V 変換後の電圧信号に対して挿入されたローパスフィルタ回路を示す．このときの挿入されたローパスフィルタのカットオフ周波数は式(3.4)より 53 MHz と求められる．ローパスフィルタを挿入した回路としていない回路についてアブ

レーシヨンプラズマの生成に伴う電磁ノイズの検出を比較したグラフを図 3.21 に示す.

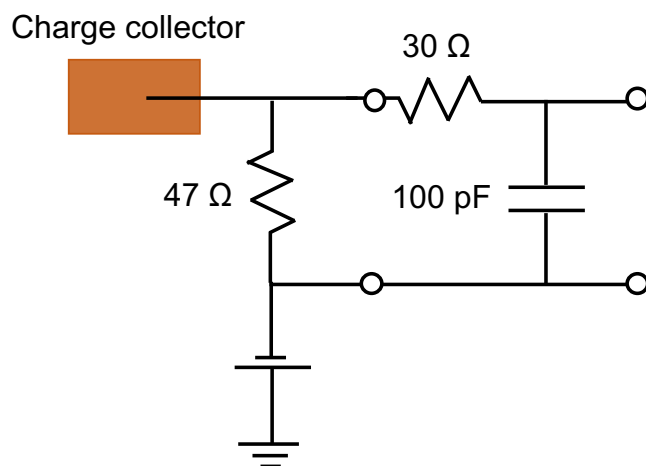


図 3.20 作成した RC ローパスフィルタ ($f_c = 53 \text{ MHz}$)

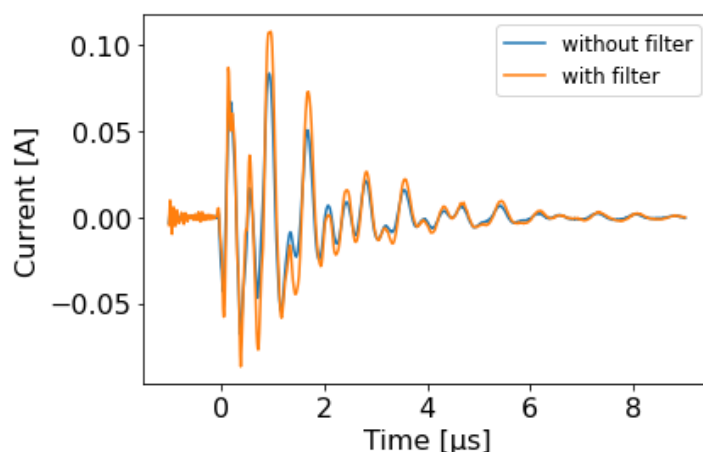


図 3.21 フィルタ処理の有無での出力波形

図 3.21 より, フィルタ回路を通した場合の信号と通していない場合の信号を比較してもフィルタ処理によるノイズ減衰を確認することができなかった. そのため, 従来の I-V 変換回路で電圧に変更された信号に対するフィルタ処理ではあまり効果が得られないことがわかった. したがって, 次に I-V 変換回路そのものを改良することによって問題解決に取り組んだ.

従来の I-V 変換回路の改良案として, 図 3.22 のような $50 \text{ } \Omega$ 抵抗 3 つによるブリッジ回路に 100 pF のキャパシタを挟み込んだ回路を設計した. ブリッジ回路中にキャパシタを組み込むことで, 電位降下を読み取る抵抗を通る電流に対するノイズによる振動成分を低減できるのではないかと考えこの設計に至った. この新しい回路を用いて同様に電磁ノイズの検出を比較すると図 3.23 のようになった.

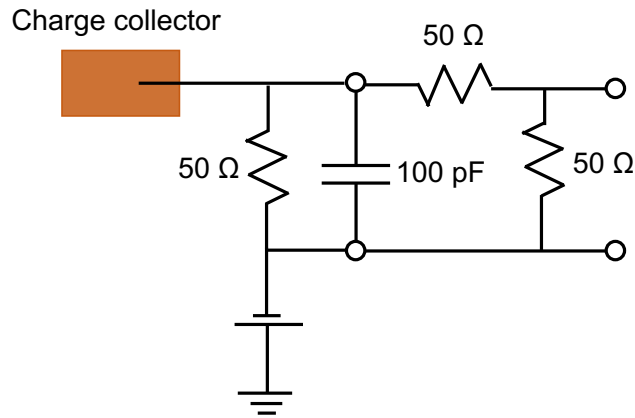


図 3.22 改良した I-V 変換回路

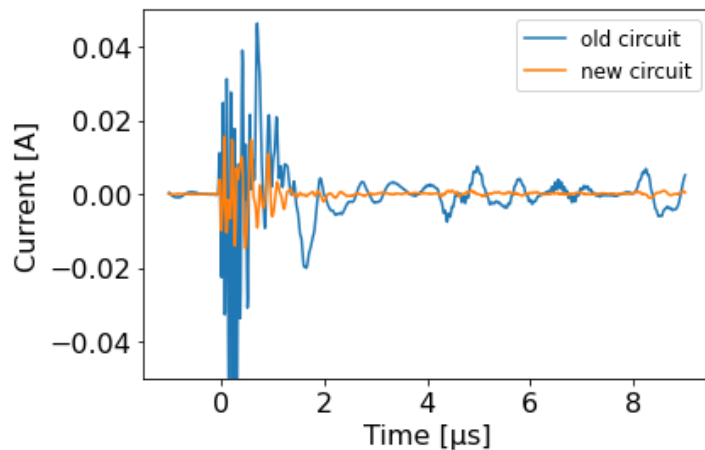


図 3.23 新旧回路での出力波形

図 3.23 より，新しい I-V 変換回路を用いることで電磁ノイズの影響を軽減することができた．新しい回路においても $t = 0\text{--}1.5\text{ }\mu\text{s}$ においてはノイズの検出が見られるが，図 3.11 のように磁気ノズルによって排出されるプラズマは $2\text{ }\mu\text{s}$ 以降にコレクタに飛来することが想定されるので，この計測回路を用いることで，磁気ノズル下流で磁場によって押し出されるイオンの検出が可能であることが言えた．

続いて，この計測回路を用い，キャパシタへの充電電圧 150 V での磁気ノズル下流でイオン電流計測を行った．このとき，I-V 変換回路を経た信号に加えて図 3.24 のように回路に入る前の電流信号を電流プローブ(Micsig 社製, CP2100)によって計測した．計測されたチャージコレクタの出力および計測回路中に挿入した電流プローブで計測された電流を図 3.25 に示す．このとき，チャージコレクタは図 3.17 における Ch.3 の位置に設置し，アブレーションターゲットおよびコイルは図 3.17 と同じ位置として計測を行なった．また，計測時のバイアス電圧は -35 V ，グリッ

ド電圧は 0 V とした. 図 3.25 より, この計測においてイオン電流が飛来すると想定される $t = 2 \mu\text{s}$ 以降に限らず磁気ノズル下流でイオン電流が計測できていなかった. したがって, 今後は計測回路およびチャージコレクタ本体にさらに改良を加え, 2 層グリッド式チャージコレクタを用いたイオン電流計測および磁気ノズル下流でのイオン分布の取得を可能にしていく必要がある.

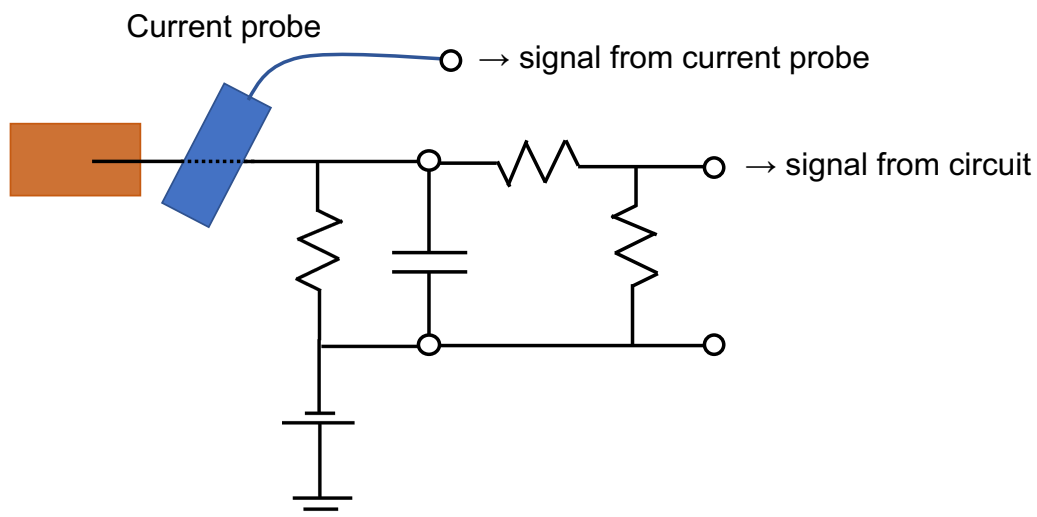


図 3.24 イオン電流計測の計測回路図

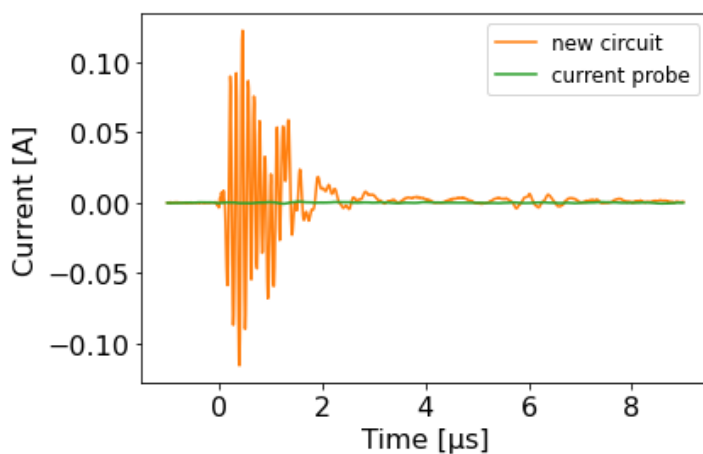


図 3.25 磁気ノズル下流での新しい計測回路と電流プローブによる計測電流

第4章 総括

本研究ではレーザーアブレーションプラズマを用いた磁気ノズルの模擬実験および数値解析の妥当性検証としてスラスト計測とイオン電流計測を行い、数値解析とともにそれらの結果を比較した。

まず本研究では4Jのレーザーを用いて永久磁石磁場による磁気ノズルに対し直接計測とターゲット計測の2種類のスラスト計測とタングステン線12本を用いたチャージコレクタによるイオン電流計測を行った。2種類のスラスト計測で得られた力積と、同条件で数値解析を行なった結果得られた力積をそれぞれ比較すると、レーザーエネルギー4Jにおいて直接計測では13.77 μNs が計測され、それに対しターゲット計測は26.2%、数値解析は25.7%小さな力積が得られた。

また、イオン電流計測では磁気ノズル下流でのイオンの空間分布およびその時間変化を計測し、磁場がある場合において磁気ノズルの効果である磁場とイオンの相互作用によって排出されるイオンの存在を可視化することができた。一方で、得られたイオン分布より力積の計算を行なったところ、得られた力積はターゲット計測の3.2%程度であり、計測手法の改善が求められた。

続いてイオン電流計測の改善策として、タングステン線ではなくファラデーカップによる計測手法を取り入れた。初めにファラデーカップと金属製カップで構成されるコレクタで計測を行なったが、ファラデーカップへ印加するバイアス電圧に関する問題に直面し、問題を解決するためにチャージコレクタの改良を行なった。新しく開発したチャージコレクタでは従来のカップ入口とファラデーカップの間に新たに任意の電圧を印加できるグリッドを追加した2層グリッド式にすることでより効率よく電子を弾き、安全にイオンを回収できるようにした。

また、新たに開発したチャージコレクタを用いて600 mJ レーザーと永久磁石およびコイルによる磁場を用いた磁気ノズル下流でのイオン電流計測を行なった。永久磁石による磁気ノズルではノズル下流で磁場によって排出されるイオンを測定できたのに対し、コイルによる磁気ノズルの測定では電磁ノイズの影響で計測ができなかった。この問題を解決するために計測回路の再設計を行い、電磁ノイズの軽減が可能となった。

今後は、この計測回路をさらに改良し多チャンネル計測用にも拡張することによってコイル磁場による磁気ノズル下流でもイオン電流の分布計測が可能になることが期待される。

参考文献

- [1] 伊勢俊之, “レーザー核融合ロケットのミッション設計”, J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.11, pp.621-622(2021).
- [2] C. D. Orth et al., “VISTA – A Vehicle for Interplanetary Space Transport Application Powered by Inertial Confinement Fusion”, Lawrence Livermore National Lab., UCRL-LR-110500 (2003).
- [3] 伊勢俊之, “レーザー核融合ロケットの概念設計”, J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.11, pp.623-627(2021).
- [4] K. Vchivkov, “Study of Thrust Conversion Process of Explosive Plasma Source in Dipole Magnetic Field by Using Three-Dimensional Hybrid Code”, PhD Thesis, Kyushu University (2004)
- [5] Yoshihiko Nagamine and Hideki Nakashima, “Analysis of Plasma Behavior in a Magnetic Thrust Chamber of a Laser Fusion Rocket”, Fusion Science and Technology, Vol.35, pp.62-70 (1999).
- [6] Taiki Inatomi et al., “Investigation of Energy-Scaling of Thrust Performance for Laser Fusion Rocket”, Plasma and Fusion Research, Vol.18, 1404080 (2023).
- [7] Eric J. Horowitz et al., “QN3D: A three-dimensional quasineutral hybrid particle-in-cell code with applications to the tilt mode instability in field reversed configurations”, Journal of Computational Physics, Vol.84, pp.279-310 (1989).
- [8] 森田太智 他, “レーザー核融合ロケットに向けた実験・シミュレーション研究の進展と展望”, レーザー学会誌, Vol.51, No.7, pp.450-455 (2023).
- [9] 蔵本英祐, “磁気スラストチャンバーにおけるエネルギースケリング則構築に向けたスラストスタンドの開発”, 2021 年度九州大学院修士論文
- [10] 天文学辞典(日本天文学会), <https://astro-dic.jp/thermal-bremsstrahlung/> , 2024 年 1 月 24 日閲覧
- [11] George B. Rybicki and Alan P. Lightman, “Radiative Processes in Astrophysics”, John Wiley & Sons, Inc. (1986).
- [12] 森田太智, 中島秀紀, “革新的レーザー核融合ロケットの実現に向けて”, MDB Technology Forecast Report, Submitted (2024).
- [13] James E. Polk et al., “Recommend Practice for Thrust Measurement in Electric Propulsion Testing”, JOURNAL OF PROPULSION AND POWER, Vol.33, No.3 (2017).
- [14] 小泉宏之 他, “低電力電気推進機の微小推力測定スタンド”, 日本航空宇宙学会論文集 Vol.51 No.593, pp.270-275 (2003).
- [15] Ryoji Yanagi and Itsuro Kimura, “New Type of Target for the measurement

- of Impulse Bits of Pulsed Plasma Thrusters”, Journal of Spacecrafts and Rockets, Vol.19, No.3, pp.246-249 (1982).
- [16] H. Zhang et al., “Development of an indirect thrust stand based on a cantilever beam”, AIP Advances 11, 035006 (2021).
- [17] Taichi Morita et al., “Detection of current-sheet and bipolar ion flows in a self-generated anti-parallel magnetic field of laser-produced plasmas for magnetic reconnection research”, Physical Review E 106, 055207 (2022).
- [18] 齋藤直哉, “レーザー核融合ロケットにおける磁気スラストチャンバの機能検証に関する研究”, 2018 年度九州大学院博士論文
- [19] H.-K. Chung et al., “FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements”, High Energy Density Physics, Vol. 1, pp.3-12 (2005).
- [20] 荒川義弘 他, “イオンエンジンによる動力飛行”, コロナ社 (2006).

謝辞

本研究を行うにあたり、研究の場を提供していただき、研究に関して多くのご指導をいただいた指導教員である森田太智准教授に深く感謝いたします。日々の研究や実験など様々な場面でご指導いただいた山本直嗣教授に深く感謝いたします。また、研究成果の発表や研究指針に関するご助言をいただきました中島秀紀名誉教授に深く感謝いたします。研究生生活において書類手続きや生活面でのサポートをしていただきました宮本朋子秘書、大内田映子秘書に深く感謝いたします。

本研究における実験を実施するにあたり、実験環境を提供していただき、実験活動にご協力いただいた広島大学大学院工学研究科の難波慎一教授に深く感謝いたします。

株式会社 IHI エアロスペースには研究や実験を行う上でのサポートをしていただきました。厚く御礼を申し上げ、深く感謝いたします。

日々の研究生生活を豊かで充実したものにしてくださった研究室の皆様に深く感謝いたします。中でも、研究室の同輩であり、B4 の頃からともに生活し 3 年間の訓練を経て私が強めに投げる球も難なく捕球するところまで成長した金定功樹氏、狂人じみた言動で私たちを時に笑わせ時に困らせてきた愛されキャラの手島洸樹氏、研究室 HP で“テニスしましょう”と謳いながらも結局 2 回しか実施できなかった前之園凱夫氏、通学用の自慢の愛車で私たちをさまざまな場所へ連れて行ってくれた村本裕耶氏とは日々切磋琢磨し、辛いことがあっても互いに支え合いながら充実した日々を送ることができました。ともに研究生生活を送ることができて良かったです。心より感謝いたします。また、同じ LFR チームでともに研究活動に取り組んだ M1 尾川知也氏、B4 松井里樹氏に深く感謝いたします。

修士在学中にキャンパスアジアプログラムのパイロット生としてマレーシア工科大学への交換留学のサポートをしていただいたキャンパスアジアオフィスの皆様に感謝いたします。

I would like to express the deepest appreciation to Dr. Chiong Meng Soon, Mr. Mahadhir Bin Mohamed and other staff members of UTM Centre for Low Carbon Transport in cooperation with IMPERIAL COLLEGE (LoCARtic) who have welcomed me as a research internship student, and provided me with countless and valuable experiences during my stay in Malaysia. Terima kasih.

心身ともに辛い時には音楽の力を通して心の捌り所を与えていただきましたロックバンド SHISHAMO の宮崎朝子氏、松岡彩氏、吉川美冴貴氏、ならびにロックバンド sumika の片岡健太氏、黒田隼之介氏、小川貴之氏、荒井智之氏に感謝いたします。

最後に、不甲斐ない私ではありましたが、私の進路に関して暖かく見守り、金銭面や精神面で支えていただいた家族に深く感謝し、謝辞とさせていただきます。