卒　業　論　文

題　　目

強磁場形成回路の構築とレーザー生成プラズマの振る舞いに関する研究

氏　　名　　川島　諒祐

所属教育分野　　プラズマ理工学

指　導　教　員　　中島　秀紀　教授
山本　直嗣　准教授

九州大学工学部エネルギー科学科

提出年月　　平成２６年２月

目次

第 1 章　序論 1
第 2 章 2
レーザー核融合ロケットの推進原理 2
2.1 研究背景－レーザー核融合ロケット 2
2.2　磁気スラストチャンバーの推進原理 3
2.3　研究目的 4
第 3 章　強磁場形成回路 5
3.1　従来の回路 5
3.2　電流形成回路の製作 7
3.3　磁場シミュレーション 9
3.4　コイル磁場と抵抗の測定 11
第 4 章 13
レーザー生成プラズマとの相互作用 13
4.1　実験装置 13
4.1.1　真空チャンバー 13
4.1.2 ターゲットペレットとレーザー生成プラズマ 14
4.1.3　チャージコレクター 15
4.2　実験体系 17
4.2.1　実験装置配置図 17
4.2.2　レーザー発射と磁場生成 18
4.3 チャージコレクターの計測結果 19
4.3.1　電流と磁場 19
4.3.2　イオン速度分布 21
4.3.3　磁場中のイオン分布 23
4.3.4　イオン分布のコイル、ターゲット間の距離による比較 31
4.3.5　イオン分布の角度変化 32
4.4　まとめ 34
第 5 章　強磁場形成回路の再設計 35
5.1　コンデンサの変更 35
5.2　コイルの再設計 36
5.3　コイルの磁場シミュレーション 36
5.4　製作した回路 37
5.5　製作した回路のシミュレーション 38
第 6 章　結論 40
参考文献 41
謝辞 42

第 1 章　序論

レーザー推進はエネルギー源と推進剤量を独立に制御できるので、噴出ガスの動作パラメータ領域が非常に広くなる[1]。現在、この特徴を利用して、地上打ち上げから軌道上の姿勢制御および軌道遷移、さらに、惑星間の長距離推進まで様々な提案・研究が行われている。従来の化学推進では、燃料推進剤の質量と発生可能エネルギーとの間には比例関係が存在するので、燃料推進剤を決定するとロケット性能もほぼ決まってしまう。他方、レーザー推進ではレーザーパワーと燃料推進剤の質量をそれぞれ独立に設定できるので、燃料推進剤の噴出速度を非常に広い範囲で制御できる。つまり、推進システムの適用分野に応じて最適な設計ができるということである。

本研究では、このようなレーザー推進の中でもレーザー生成プラズマと磁場を相互作用させて推力を得る磁気スラストチャンバーについて、イオン計測器を用いてそのプラズマの挙動を解析し、原理の検証を行うことを目的とした。

本論文の構成は次のとおりである。第 2 章では研究背景と磁気スラストチャンバーの原理、本研究の目的について述べる。第 3 章では強磁場形成回路について述べる。第 3 章では磁気スラストチャンバーの磁場発生源としてソレノイドコイルを用いた実験構成におけるレーザー生成プラズマの計測実験について述べる。第 5 章では製作した強磁場形成回路の再設計について述べる。第 6 章では本研究についての結論を述べる。

第 2 章
レーザー核融合ロケットの推進原理

2.1 研究背景－レーザー核融合ロケット

1977 年に NASA により打ち上げられた無人宇宙探査機「ボイジャー1 号・2 号」は、打ち上げから現在に至るまで、多くの貴重な画像情報を地球に送り続けている[3]。また、7 年間の宇宙航行を経て、小惑星「イトカワ」にてサンプル採取を行い地球に帰還した日本の無人宇宙探査機「はやぶさ」の活躍は記憶に新しい。このような宇宙探査の技術的進歩により、人類の火星への到達が益々実現性を帯びてきている。しかし、有人による宇宙探査については宇宙飛行士の身体的、精神的負担が大きな解決課題として挙げられる。すなわち、長時間の宇宙航行による宇宙線被ばくやカルシウム損失、狭小空間での長期生活による心理的な問題などである。この問題を解決するためには、大推力が可能である宇宙推進機の開発が求められる[4]。

核反応による莫大なエネルギーを用い、従来の化学推進や電気推進に比べて大きな推力を生み出す核融合ロケットは、次世代の高速宇宙推進機の有力候補として挙げられる。その中でも、後述する磁気スラストチャンバーを用いたレーザー核融合ロケットは以下のようなメリットを有する。

① 電気推進機と比べて高いプラズマ排出速度を有し、高比推力と大推力を同時に達成できる。この高い比推力は、推進剤質量の低減によるロケットの積載可能質量の増加につながり、コスト削減につながる[1]。

② レーザー生成プラズマはレーザーパワーと燃料推進剤の質量は独立関係なので、プラズマの排出質量と排出速度を広範囲に制御することができ、ミッションに応じた最適な設計が行える[2,5]。

③ プラズマは磁場によって排出方向を制御されるので、ノズルなどの固体壁に接触損傷を与えず、長寿命な推進器となる。

このレーザー核融合ロケットの研究としては、米国 Lawrence Livermore 国立研究所の Orth らのグループが Fig. 2.1 に示す概念設計例「VISTA」を提案した[6]。しかし、その推進機構に関して十分な議論がなされているとは言い難く、実現可能性を実証するには至っていない。

そこで、本研究グループは大阪大学レーザーエネルギー学研究センターと共同で磁気スラストチャンバーのシミュレーションを行うと共に、同研究センターの共同研究施設を利用して、磁気スラストチャンバーについての模擬実験を行い、この推進機構の実験的検証を行っている。

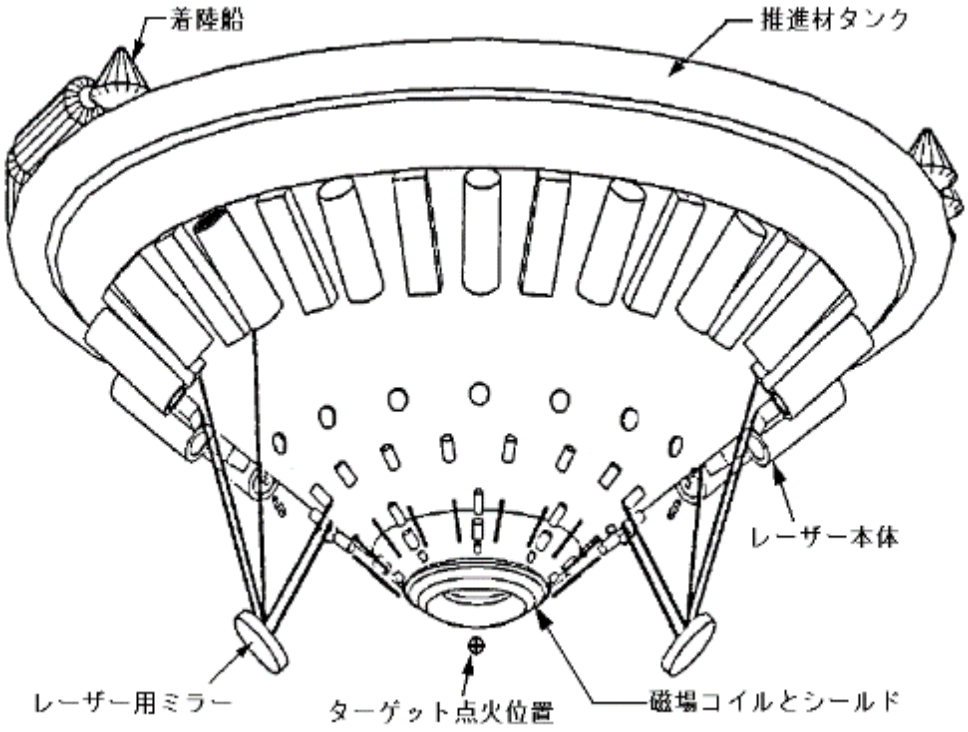


Fig.2.1　「VISTA」概念図

2.2　磁気スラストチャンバーの推進原理

磁気スラストチャンバーの推進原理をFig. 2.2に示す。核融合によって生じるエネルギーは、プラズマ、輻射、中性子の形で放出される。そのうち、プラズマは反磁性体であり磁場によってその運動方向が変化する。コイルによって作られた磁場中で核融合を起こしプラズマを発生させたとき、このプラズマは大きな運動エネルギーを持っている。コイル方向に膨張するプラズマはLarmor 運動し、反磁性電流が流れるように動きながら磁場を圧縮する。磁場は圧縮されることでより強度が増し、プラズマに対して直角に強い力を及ぼすようになる。これによってプラズマは減速され、プラズマから磁場へエネルギーが輸送される。さらに、磁場によって減速されたプラズマはやがて停止し、磁場のエネルギーの方がプラズマのエネルギーよりも強くなると磁場はプラズマを押し返すようになる。それに伴って、プラズマは磁場により後方へ加速される。このときに、磁場からプラズマへエネルギーが与えられる。このようにして、磁場がプラズマ粒子の運動方向を変化させ、押し出す反作用により推力を得ることができる。

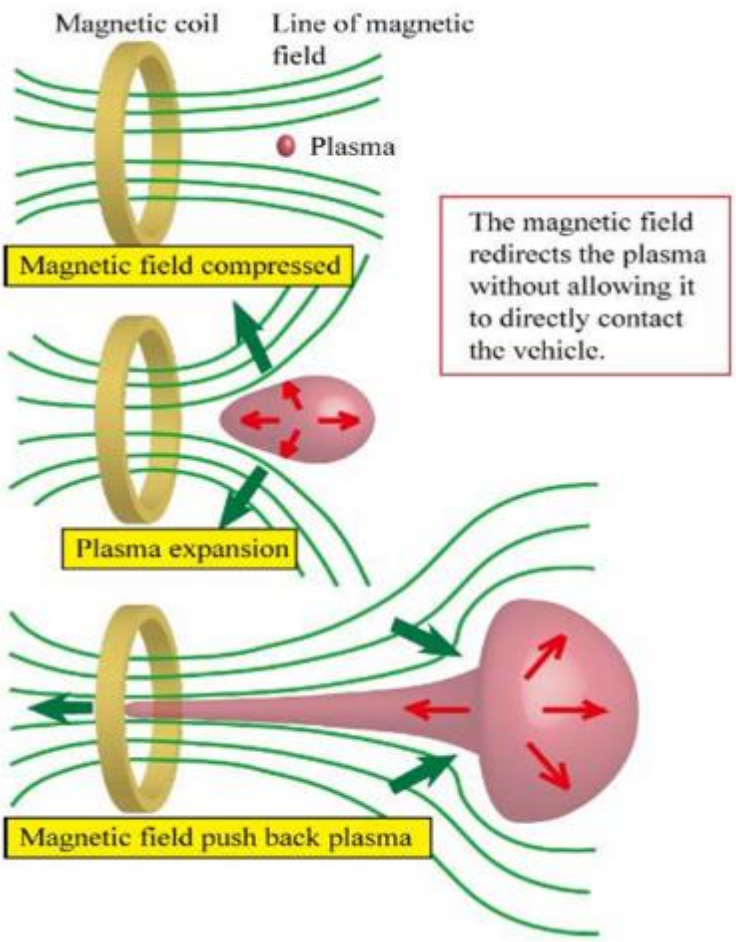


Fig2.2　磁気スラストチャンバーの推進原理

2.3　研究目的

本研究グループが過去に行った、磁場発生源としてコイルを用いた実験では磁気スラストチャンバーによって推力を得られることが実証されている。[7,8]。しかし、コイル磁場を発生させる磁場形成回路による問題点[8]により、データ数が少ないことが課題として挙げられる。

LFR の実現に向けて、シミュレーション結果との比較によるスラストチャンバーの磁場依存性を評価していくことが重要である。具体的には約 1T の磁場をかけて、プラズマの押し返しを観測する必要がある。この 1T をかけるためには強磁場形成回路が必要になるのだが、高電圧による金属部品間の放電やレーザー装置の誤作動や大電流による推力を測るスラストスタンドの振動といった課題がある。この課題を解消し、問題なくデータをとることができる強磁場形成回路を製作する。次に、この強磁場形成回路を用いて、レーザー生成プラズマの挙動を観察し、シミュレーションとの比較をしていく。この 2 点を研究目的とした。

第３章　強磁場形成回路

3.1　従来の回路

従来使用していた回路[8]を Fig.3.1 に示す。これはパルスフォーミングネットワーク(PFN)回路である。この PFN は数百 ns 以上の比較的長いパルスを得られる回路である。コンデンサには静電容量 32μF±10%、定格電圧 5.0kV のオイルコンデンサを使用していた。抵抗 R は充電中にコンデンサからの放電が起きた場合に充電スイッチが故障するのを防ぐためのものである。コイルには Fig.3.2 に示すようにエッジワイズコイルを用いた。エッジワイズコイルとはソレノイドコイルで平角線を縦巻きにしたものである。その大きさは内径 24mm、外径 36mm でターン数は 10 ターン、厚さは 10mm である。

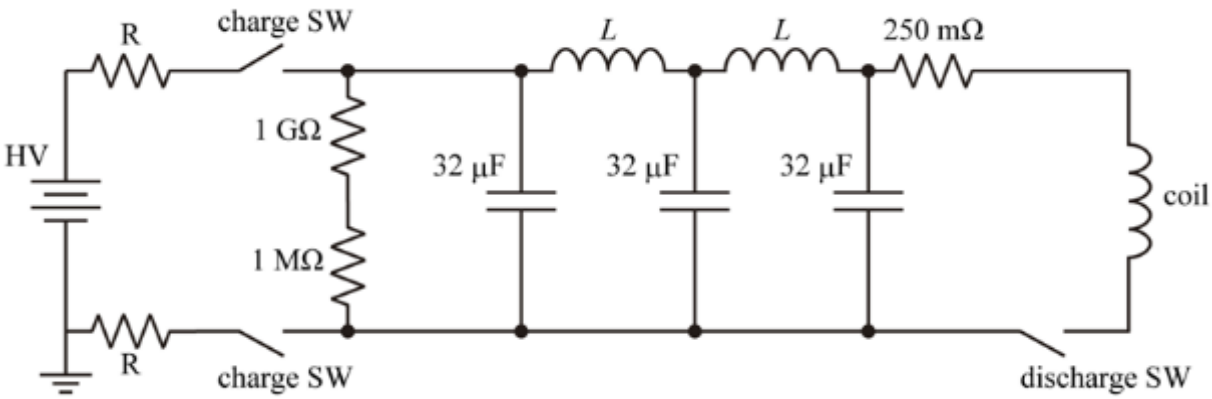


Fig.3.1　従来の回路

Fig.3.2　エッジワイズコイル

この回路に電流を流した結果を Fig.3.3 に示す。

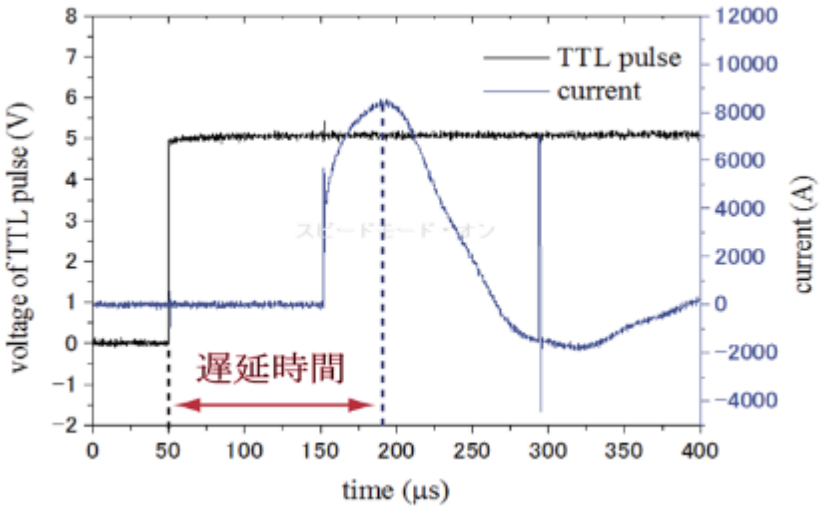


Fig3.3　従来の回路における電流と電圧の時間変化

Fig.3.3 より電圧を 5kV かけて、電流を最大 8000A 流すことによって磁場を生成し、プラズマの観測を行っていたが、この高電圧をかけて大電流を流すことによって、いくつかの問題が起こった。まず、高電圧による影響であるが、高電圧をかけることによって、スイッチを OFF にしているにもかかわらず、コイルと他の部品との間で放電してしまったり、レーザーが誤作動を起こしたりするなど、実験結果に多大な影響を及ぼしていた。次に大電流の影響であるが、大電流を流すと Fig.3.4 に示すスラストスタンドと呼ばれる変位を測定して推力を測る装置にも電流が流れ、他の金属部品と相互作用を起こし、振動することによって、仮想的な推力を測定してしまうことがあった。これらの問題が実験結果に影響を及ぼすことにより、強磁場形成回路を改良する必要があった。

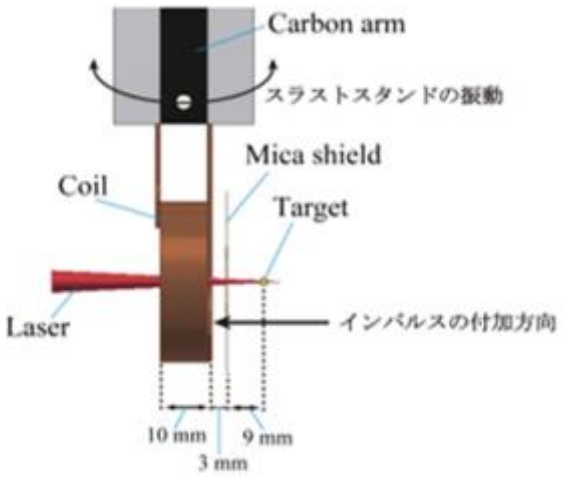


Fig.3.4　スラストスタンド

3.2　強磁場形成回路の製作

3.1 の従来の回路の問題点を踏まえて、強磁場形成回路の改良を行った。まず高電圧に対する改善策として 32μF のオイルコンデンサ 3 つから 165F の電気二重層コンデンサ 3 つに変更した。電気二重層コンデンサの画像は Fig.3.5 に示す。コンデンサの容量を大きくすることによって、電荷を多くためられるようになり、かける電圧も下げることができた。

Fig.3.5　電気二重層コンデンサ

次に大電流に対する改善策としてコイルの再設計を行った。電圧を下げて、電流を以前の 10 分の 1 ほどに下げる代わりに、10 倍多く巻いた。製作したソレノイドコイルは Fig.3.6 に示す。このコイルは内径 26mm、外形 40mm、ターン数 8 で半径方向に 12 回巻いて合計 96 回巻いた。

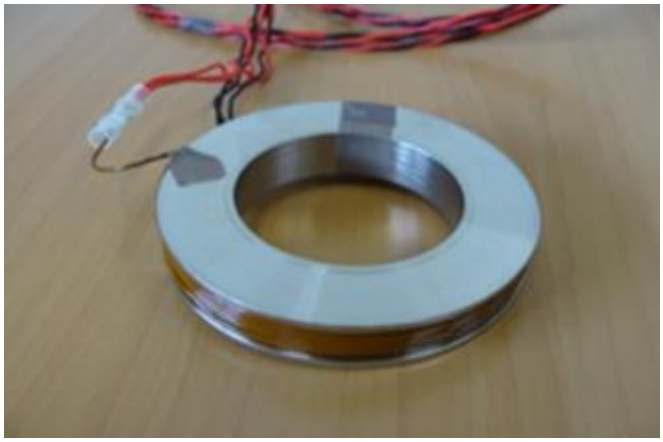


Fig.3.6　製作したコイル

また、スイッチには IGBT(1MBI900V-120-50)を使用した[9]。IGBT の写真を Fig3.7 に示す。IGBT は低オン電圧、高耐圧が特徴で IGBT(1MBI900V-120-50)は耐電圧 1200V、ゲート電圧は±20V である。

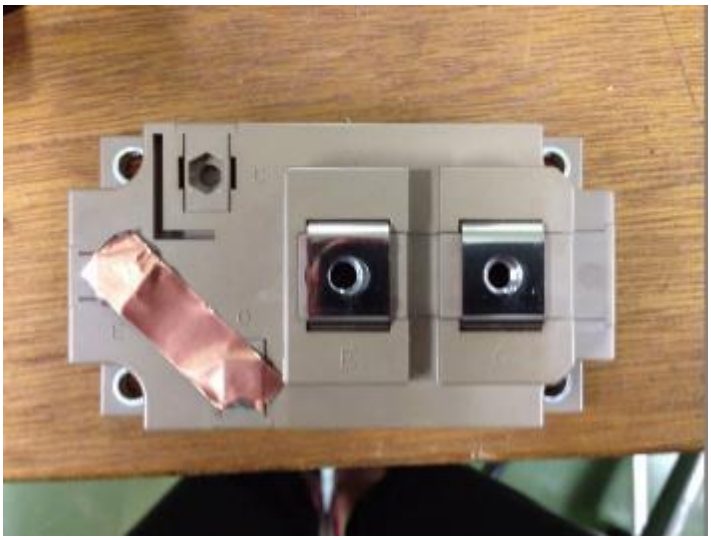


Fig.3.7　IGBT(1MBI900V-120-50)

実際に製作した回路は Fig.3.8 に示す。

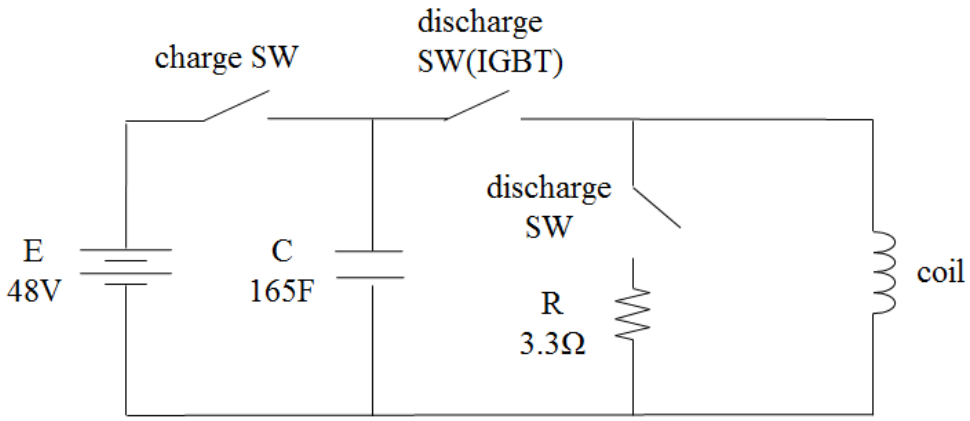


Fig.3.8　製作した回路

電源には 48V の電源を用いて、コンデンサ中の残った電荷の放電用の抵抗には 10Ωの抵抗を並列に繋げて、3.3Ωにした抵抗を用いた。実験に使用する際には、コンデンサに電荷をためて、IGBT に信号を送り、ゲート電圧をかけてコンデンサの電荷を回路に流し、コイル磁場を形成させるといった流れで使用する。

3.3　磁場シミュレーション

製作したコイルの磁場シミュレーションを行った。Fig.3.9 に示すようにコイル磁場 1T と 10T を比較すると、力積がほぼ変わらないことがわかる。すなわち、1T を超えるとほぼ同じ力積を得られるということより、1T の磁場を目標にコイルの設計を行った[10]。また、3.2 よりコイルに流す電流は 1000A として、磁場シミュレーションを行った。

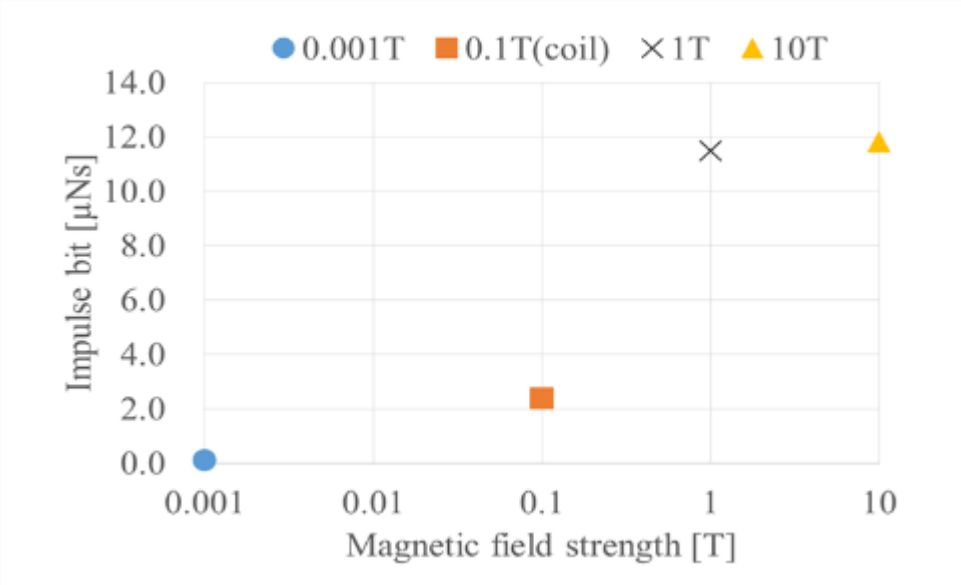


Fig.3.9　力積の磁場依存性

磁場シミュレーション結果を Fig.3.10 と Fig.3.11 に示す。Fig.3.10 において、コイルの中心を磁場が左から右へ貫くように磁場ができている。また、Fig.3.11 よりコイルに電流を 1000A 流すことができれば、コイル中心から 14mm の箇所では 1.08T、26mm のところでは 0.62T、38mm のところでは 0.35T というようにコイル近傍で 1T をかけられることがわかった。

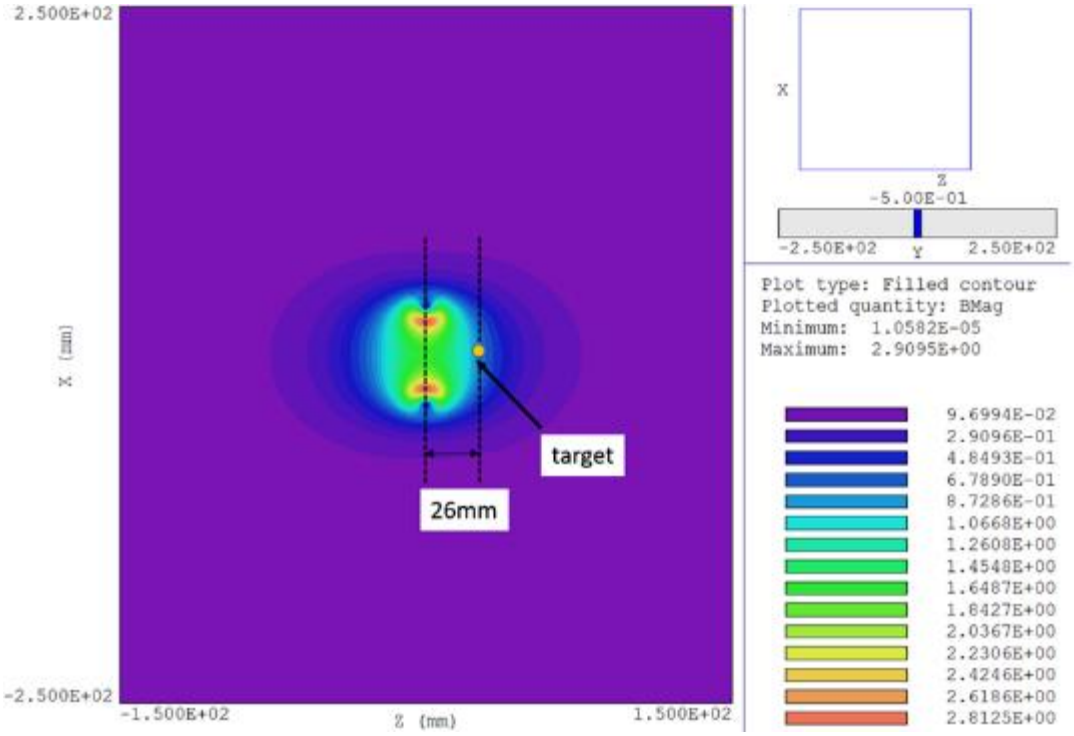


Fig.3.10　コイル近傍の磁場シミュレーション結果

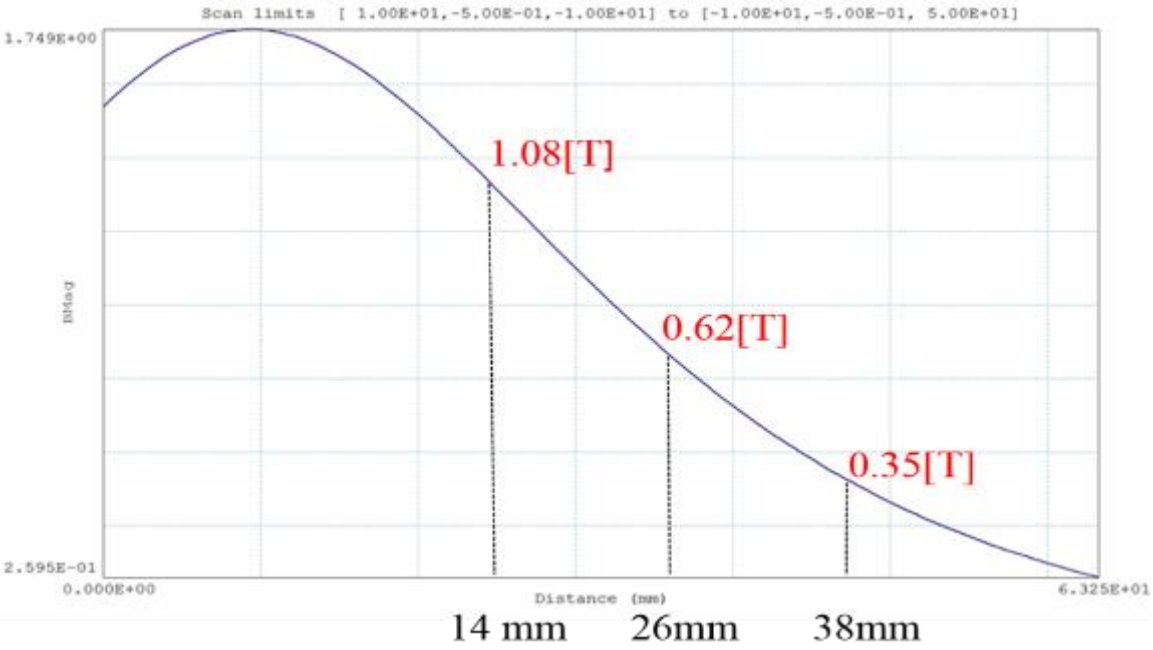


Fig.3.11　コイル中心からターゲットまでの磁場シミュレーション結果

3.4　コイル磁場と抵抗の測定

Fig.3.12 のように製作したコイルに電流を流し、オシロスコープで磁場を測定した。

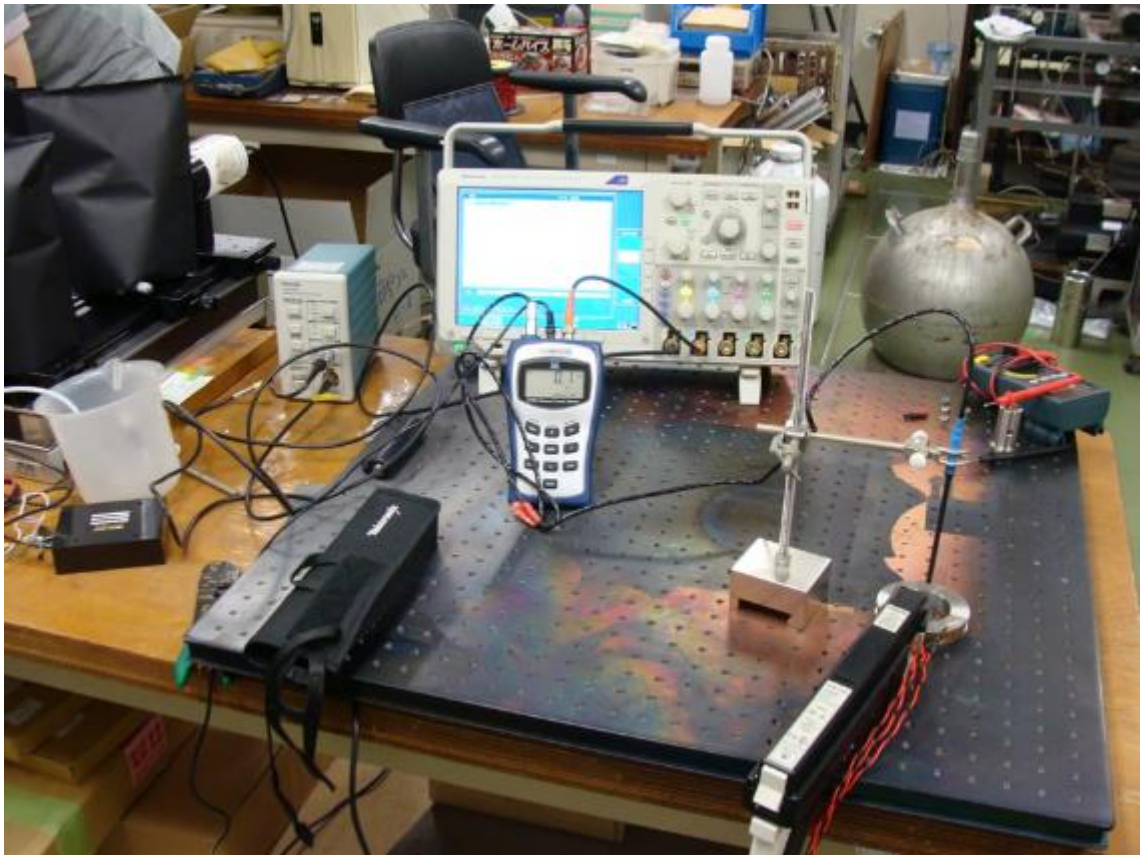


Fig.3.12　コイルの磁場測定

回路に流れた電流の時間変化を下の Fig.3.13 に示す。

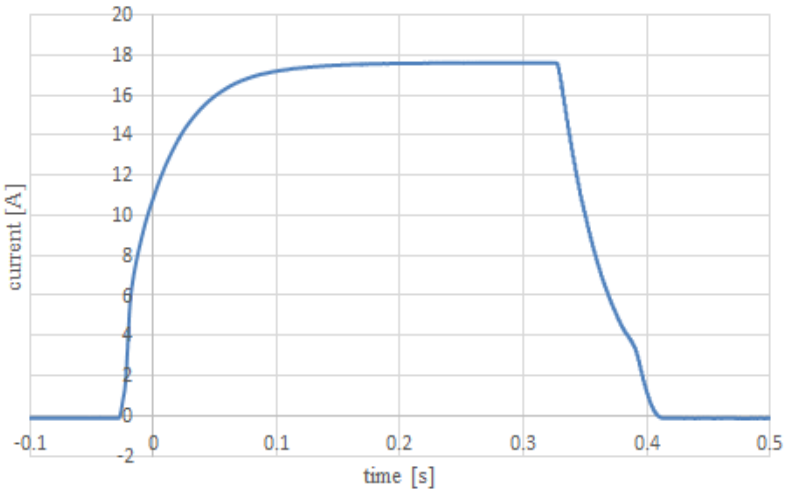


Fig.3.13　電流の時間変化

Fig.3.14 より電流は定常のとき、約 17.5A 流れた。このことよりコイルの抵抗は約 0.5Ω であるとわかった。次に、コイルの中心からターゲットまでの距離 d=0mm の地点で測った磁場の時間変化を示す。

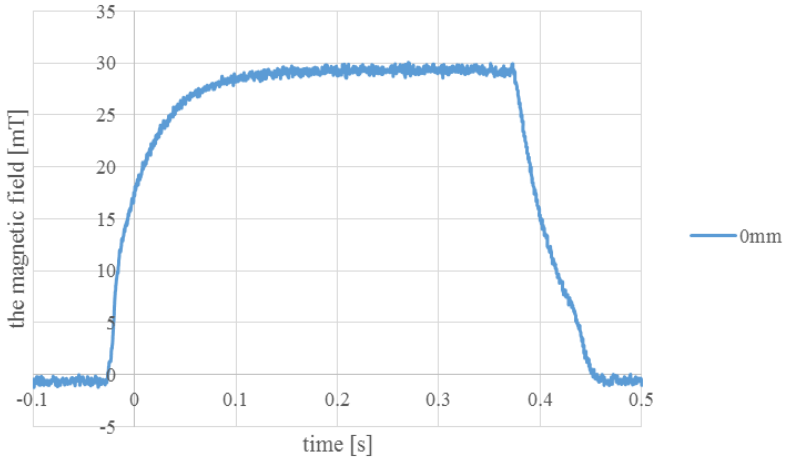


Fig.3.14　d=0mm における磁場の時間変化

Fig.3.14 より d=0mm における磁場の大きさはピーク値を平均して 29.5mT であった。
また、d=14mm における磁場の大きさは平均して 19.1mT で、d=38mm における磁場の大きさは平均して 11.6mT であった。

これらは電流 17.5A がコイルに流れてできた磁場である。これをコイルに 1000A 流れたときの磁場の換算値を Table.3.1 に示す。

Table.3.1　コイルに 1000A の電流が流れたときの磁場の換算値

コイルからの距離[mm]	磁場の大きさ[T]
0	1.68
14	1.09
26	0.66

Table.3.1 より、コイルに 1000A を流すことができれば、実際にコイル磁場約 1T をコイル近傍で出せることがわかった。

第 4 章
レーザー生成プラズマとの相互作用

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの共同利用研究施設である EUV データベースレーザー施設にて、製作した回路の作動確認と磁気スラストチャンバーに関する磁場中におけるプラズマ挙動観測実験を行った。磁場発生源にはコイルに電流を流して発生させた磁場を用いた。磁場中で生成させたレーザープラズマのイオン挙動を各計測器により計測した。すなわち、7 つのチャージコレクターをそれぞれ異なる計測点に配置し、磁場の有無と強弱によるイオン分布や速度分布への影響を調べ、それぞれの比較を行った。

4.1　実験装置

4.1.1　真空チャンバー

今回の実験で使用した EUV データベースレーザー施設の真空容器の外観を Fig.4.1 に示す。このコイルの中心をレーザーが通り、ターゲットに照射させ、プラズマを形成させる。

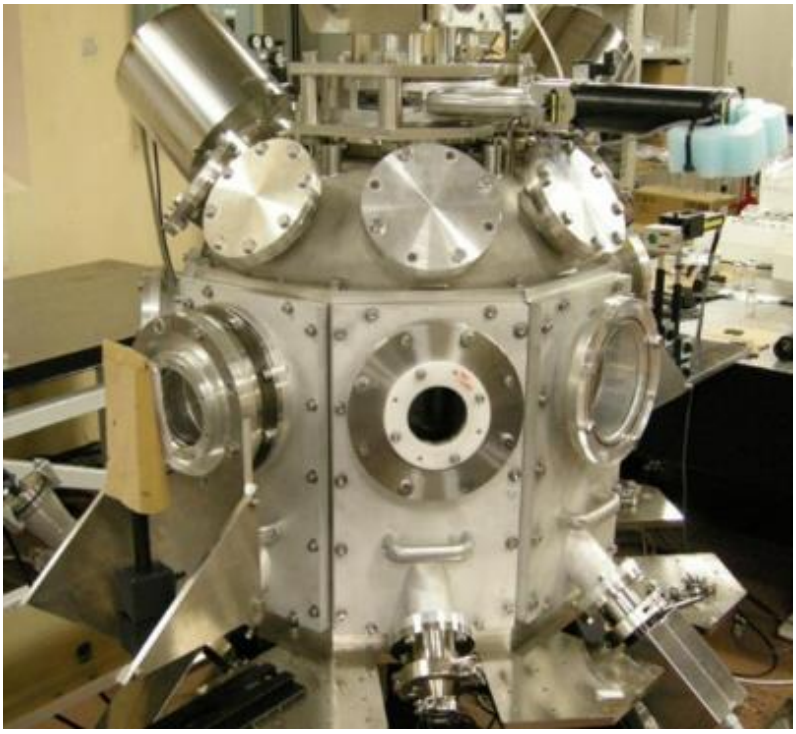


Fig.4.1　真空チャンバー外観

4.1.2 ターゲットペレットとレーザー生成プラズマ

ターゲットペレットには Fig. 4.2 に示したような直径 500 μm のポリスチレン球状ターゲットを用いた。その組成式は（[-CH2-CH(C6H6)-]*n*）であるから、生成するプラズマ中のイオンは炭素イオンと水素イオンである。入射するレーザーは Nd:YAG レーザーで、その基本的なパラメータを Table. 4.1 に示す。

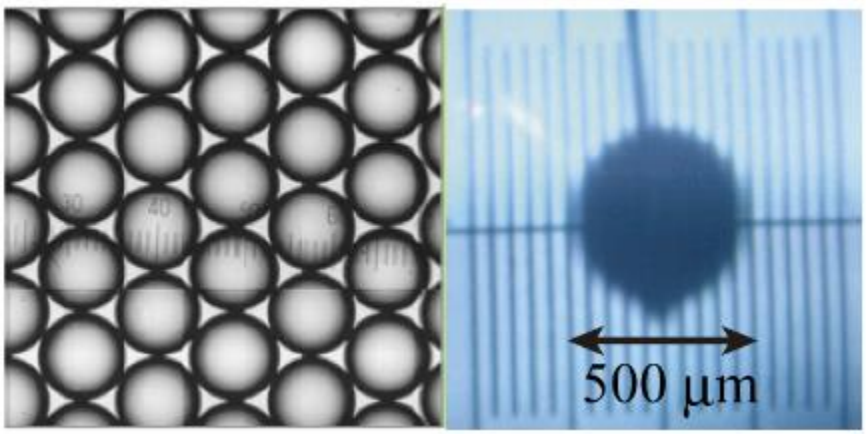


Fig. 4.2　ポリスチレン球状ターゲット

Table. 4.1　Nd:YAG レーザーのパラメータ

Number of incident laser	1 beam/shot
Wavelength	1064 nm
Pulse width	8.3±0.3ns
Laser intensity	4.5±0.1 J

レーザーとターゲットの相互作用によるプラズマ生成過程は本研究グループの過去の論文に記述があるため[7]、ここで詳しく紹介することはしない。レーザー生成プラズマの初期生成密度は電子の臨界密度で記述され、これを *n* とすると

$$n=\frac{4\pi^2 m_e}{\mu_0 e^2 \lambda^2} \tag{4.1}$$

と表される。ここで、m_e は電子質量、μ_0 は真空透磁率、*e* は電気素量、λはレーザーの波長である。今回使用した Nd:YAG レーザーの波長は Table. 4.1 より 1.064 μm であるから、プラズマの初期生成密度は（4.1）式より 9.87×10^{26} m^{-3} と求めることができる。

4.1.3　チャージコレクター

チャージコレクターは膨張するプラズマイオンを導体で受けることにより、イオン電流を時間の関数として記録できる。イオンの飛行時間 L を飛行時間 t で割ったものがイオン速度 v_i に対応する。チャージコレクターではイオン種の分離は不可能であるが、既知のイオン種に対してその速度分布を調べるのに有効である。また、小型で容易に量産でき、多チャンネルによる空間分布の計測が行えるというメリットを有し、レーザー生成プラズマ計測のための一般的計測器として普及した[11]。

実験のために製作したチャージコレクターを Fig. 4.3 に示す。チャージコレクターの導体には銅のファラデーカップを用いており、イオンや中性粒子の衝突により導体表面から叩き出される 2 次電子の放出は無視できる。このカップが深ければ深いほど 2 次電子放出は抑制される。また、ファラデーカップにはマイナスのバイアス電圧をかけ、ファラデーカップとピンホールカップ間に電界を形成している。そのため、電子は電界によって衝突を阻まれ、イオンの衝突のみが電流に変換される（Fig. 4.4）。印可電圧 V は $V \gg (Z/E)(m_e/M)$ を満たす必要がある。ここで、E/Z は電荷数 Z のイオンの電荷あたりのエネルギー、m_e と M は電子とイオンの質量である。実験では、ファラデーカップに-30 V の電圧を印可し、1 kΩ の抵抗にかかる電圧をオシロスコープにより測定した。

プラズマが生成した時間を $t = 0$ とすると、コレクターのイオン電流 I_t は単位時間あたりの導体表面に達するイオン電荷の増加分に等しく

$$I_t = \frac{V_i}{R} = \bar{Z} e \frac{dN}{dt} \tag{4.2}$$

と表される。ここで、Vi は出力電圧、R は抵抗、$\bar{Z}$ はイオンの平均電離度、e は電気素量である。ここで、イオン速度 vi はイオンの飛行距離 L を用いて

$$v_i = \frac{L}{t} \tag{4.3}$$

と表せるので、イオンの速度分布は

$$\frac{dN}{dv_i} = \frac{\partial N}{\partial t}\frac{dt}{dv_i} = \frac{V_i}{\bar{Z} e R}\frac{t^2}{L} \tag{4.4}$$

となる。以上の関係式を用いて、イオン電流波形からイオンの速度分布を求めることが出来る。

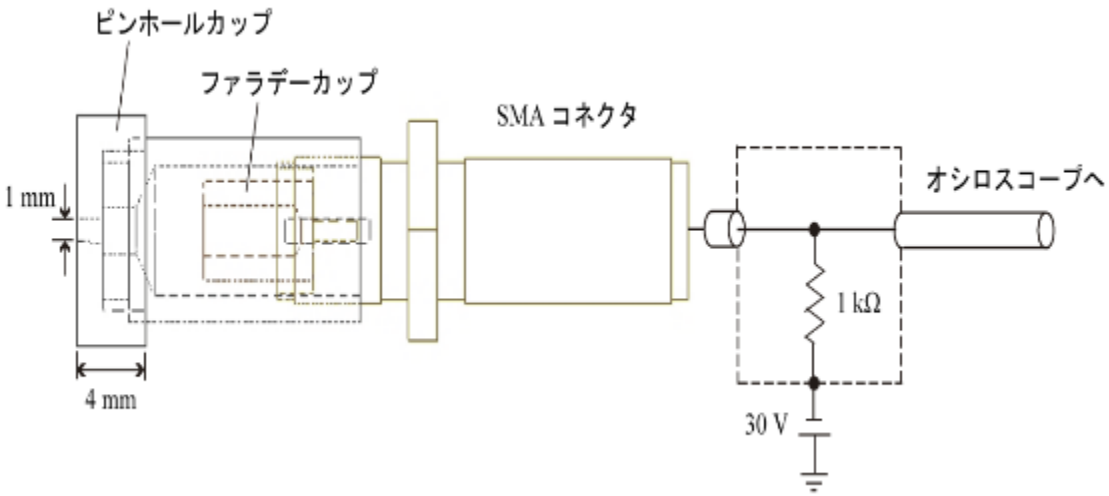


Fig. 4.3　チャージコレクターの構造

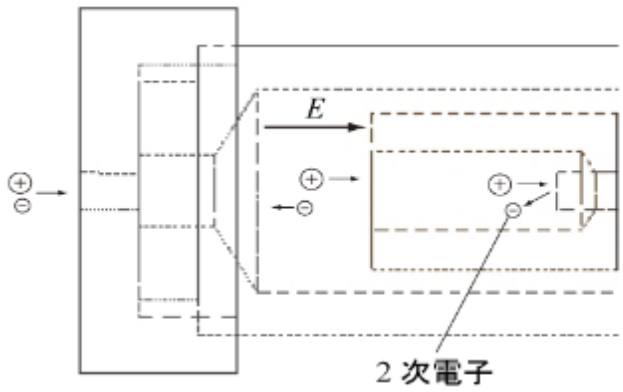
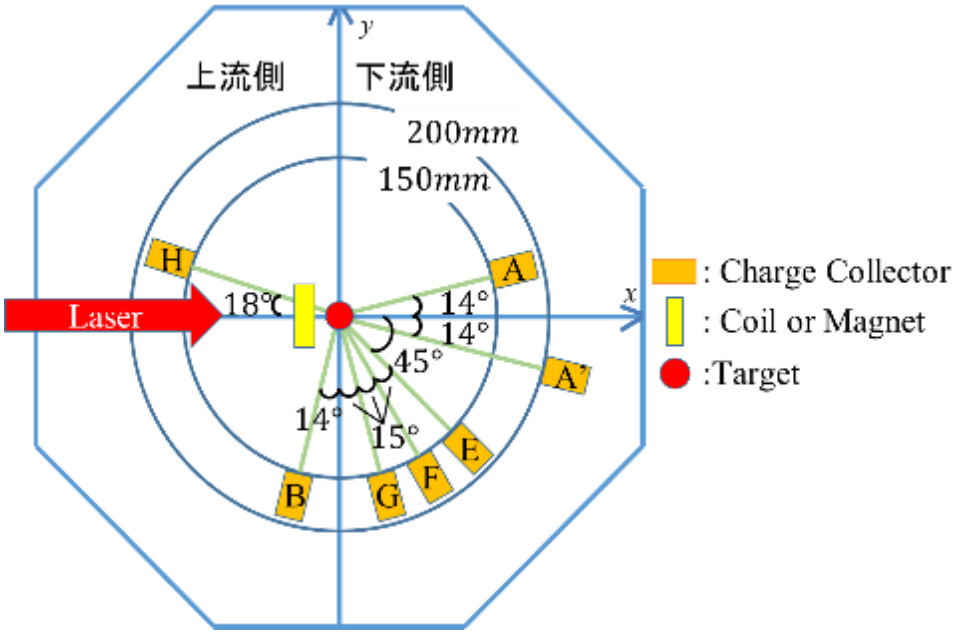


Fig. 4.4　チャージコレクターに入射したイオンと電子の挙動

4.2　実験体系

4.2.1　実験装置配置図

真空容器内の実験装置の配置を Fig.4.5 に示す。Fig.4.5 中の距離 d はコイル表面からターゲットペレットまでの距離であり、d=26mm,d=14mm,d=38mm に設定した。26mm はコイルの内半径であり、前述の通り、シミュレーションによる磁場の押し返しが最も見られる距離であると推定された距離である。d=14mm と d=38mm はコイルの内半径よりも近い場所と遠い場所で 26mm との比較のために設定した。また、磁場を形成させない条件ではコイルを配置しなかった。



4.5　実験装置配置図

チャージコレクターはプラズマが磁場により押し返されると考えられる下流側には 5 つの点 A,A',E,F,G、コイルを配置した上流側には 2 つの点 B,H おいて計測をした。A 点は下流域で *x* 軸から 14 deg.，ターゲットからの直線距離 150 mm の位置にある。A'点は下流域で *x* 軸から－14 deg.，ターゲットからの直線距離 200 mm の位置にある。E,F,G 点は下流域でそれぞれ *x* 軸から 45deg,60deg,75deg の位置にあり、ともにターゲットからの直線距離は 150mm である。A,A',E,F,G 点は磁場によって下流域に押し返されるイオンを検出するためのものである。B,H 点は上流域でそれぞれ *x* 軸から－104 deg.162deg の位置にあり、ターゲットからの直線距離 150 mm である。磁場がある場合には B 点に飛来するイオンは磁力線を横切る必要があり、A',E,F,G 点と比較することで磁気スラストチャンバーの機能を確かめる狙いがある。A 点と H 点はそれぞれ上流

域、下流域に位置し、y 軸に関して軸対称であるため上流域と下流域について単純に比較することができる。

4.2.2　レーザー発射と磁場生成

Fig.4.6 にレーザー照射と磁場生成の装置の体系図を示す。この体系図はコイル磁場形成とレーザー照射のタイミングを合わせるためのものである。0ms にレーザーをターゲットペレットに照射させるとする。まず、レーザー照射の 68ms 前に遅延波発生回路装置に照射合図の信号が送られる。その後、58ms 間遅延波発生回路装置で信号を遅らせ、レーザー照射の 10ms 前にコンデンサの電荷放電用のスイッチ(IGBT)に信号を送り、スイッチを入れて、12ms～15ms 間電流を流し、コイル磁場を形成する。すなわち、レーザー照射前 10ms からレーザー照射後 2ms～5ms まで磁場が形成されているようにした。磁場形成回路には 3.2 で述べた回路を使用した。また、Fig.4.7 に示すように遅延パルス波発生回路装置には SRS(Stanford Research Systems)社の DG645 を用いた。

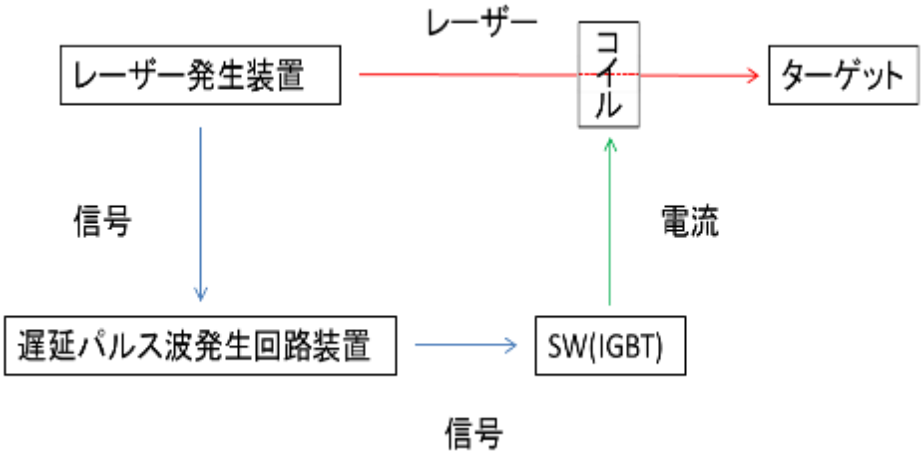


Fig.4.6　レーザー照射と磁場生成装置の体系図

Fig.4.7　DG645

4.3 チャージコレクターの計測結果

チャージコレクターにより得られた計測結果からレーザー生成プラズマのイオンエネルギー分布を算出した。さらに、各計測点におけるイオン分布の磁場強度依存性を調べ、比較を行った。イオンエネルギー分布の解析においては，過去の研究データから結果から平均イオン価数 $\bar{Z}=4$ とした。

4.3.1　電流と磁場

Fig.4.8 に強磁場形成回路における d=26mm のときのイオン電流値を示す。Fig.4.8 に示すように、ターゲットにレーザー照射時に、回路に電流が流れていることがわかる。すなわち、ターゲットがプラズマになるタイミングと磁場形成のタイミングが合っていることが確認された。また、回路には電流が平均して 95A の電流が流れた。

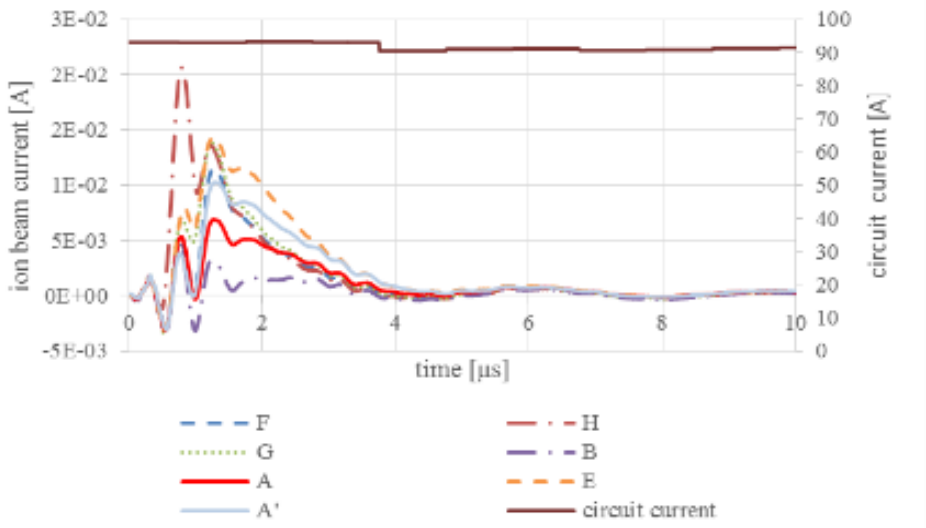


Fig.4.8　イオン電流と回路電流

次に、この回路により形成した磁場の大きさとターゲットのコイルからの距離の関係を Table.4.2 に示す。

Table.4.2　形成した磁場の大きさ

コイルからの距離[mm]	磁場の大きさ[mT]
14	105
26	61
38	31

次に、このコイルに95Aの電流を流したときの磁場シミュレーションの結果をFig.4.9、Fig.4.10に示す。

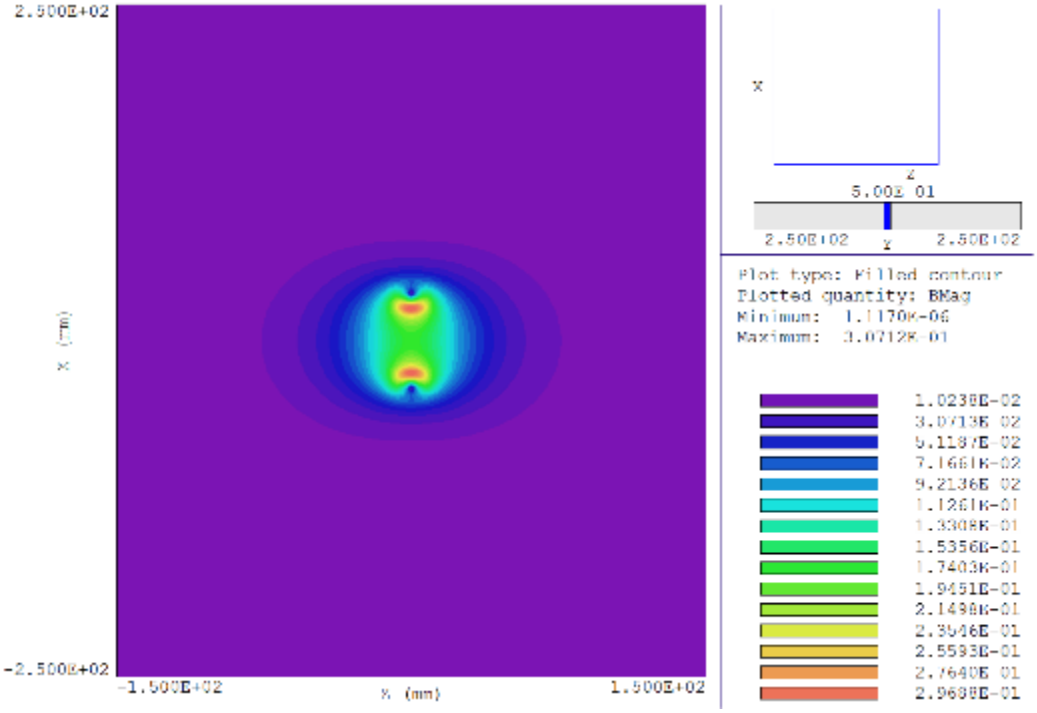


Fig.4.9　コイル近傍の磁場シミュレーション結果

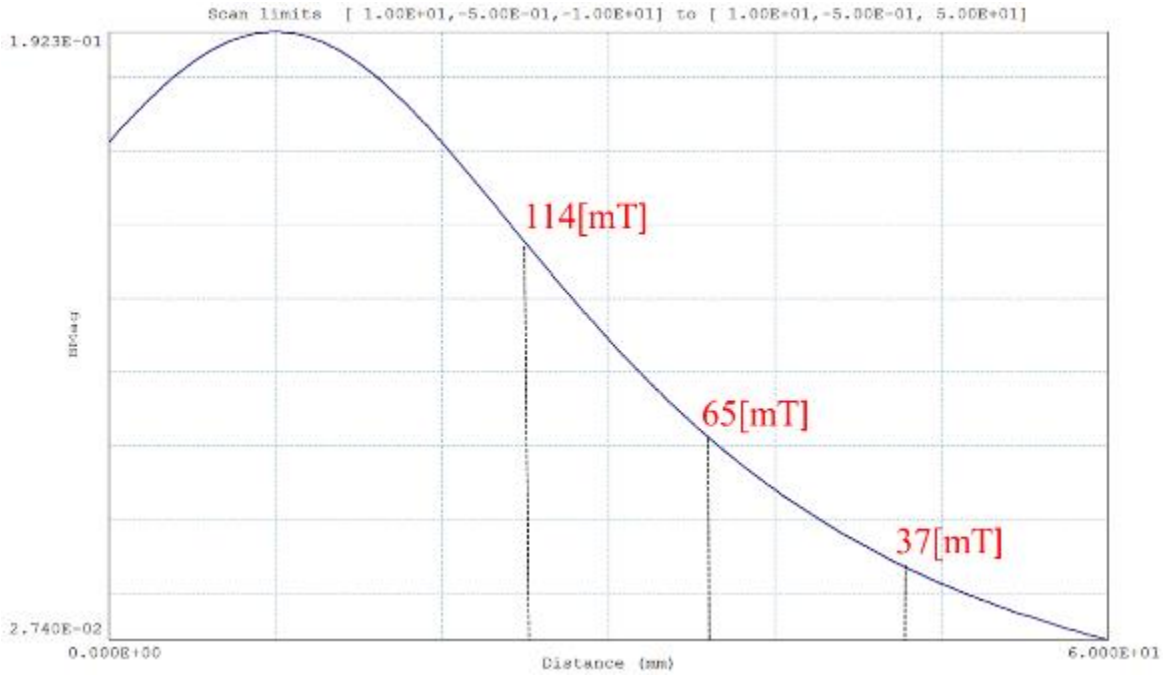


Fig.4.10　コイル中心からターゲットまでの磁場シミュレーション結果

Fig.4.10 より磁場シミュレーションの結果と実際に計測した磁場がほぼ同じ大きさであることがわかった。すなわち、磁場シミュレーションから回路を製作したことが正しかったことを示す。

4.3.2　イオン速度分布

Fig.4.11 に磁場がない場合のイオン速度分布を示す。速度 0km/s～40km/s 位まではノイズである。上流側に位置する B,H 点に加えて、下流側の F,G 点といった上流側に近い点のイオンが多いことがわかる。これはターゲットペレットがレーザー照射時に完全に電離せず、上流側から電離し始め、下流側まで全て電離しないため、上流方向にイオンがアブレーションするためだと考えられる。また、イオン速度は下流側の B,H 点、下流側に近い上流側の F,G 点では 50km/s～150km/s、上流側の A,A',E 点では 50～100km/s のイオンが多いことがわかる。

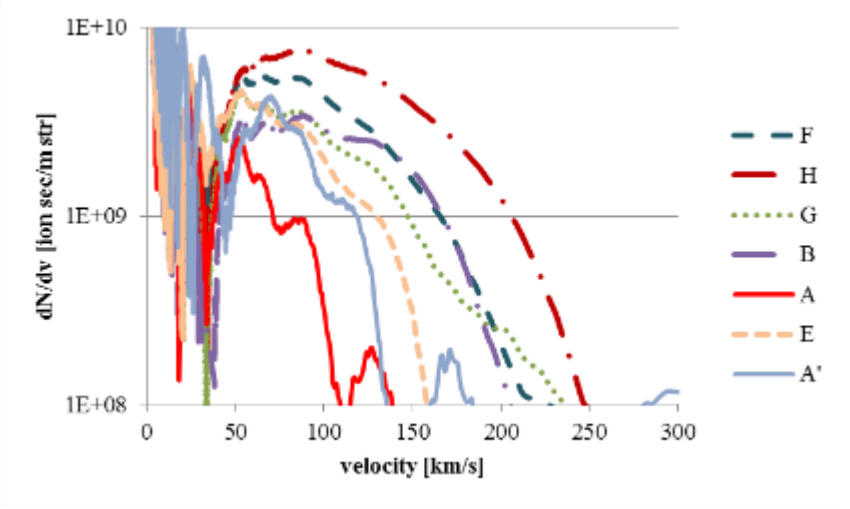


Fig.4.11　イオン速度分布(磁場なし)

次に、磁場が存在する場合のイオン速度分布を Fig.4.12、Fig.4.13、Fig.4.14 に示す。下流側である A',H 点では 50～150km/s のイオンが多く、A 点では 50～100km/s、E,F,G 点では 50～130km/s のイオンが多いことがわかる。B 点では d=26mm,14mm においては 50～70km/s のイオンが多いが、d=38mm においては磁場の大きさが小さいため、50～130km/s と幅広く速度が分布していた。磁場がある場合とない場合では、ある方が下流のイオンが増えていることがわかる。

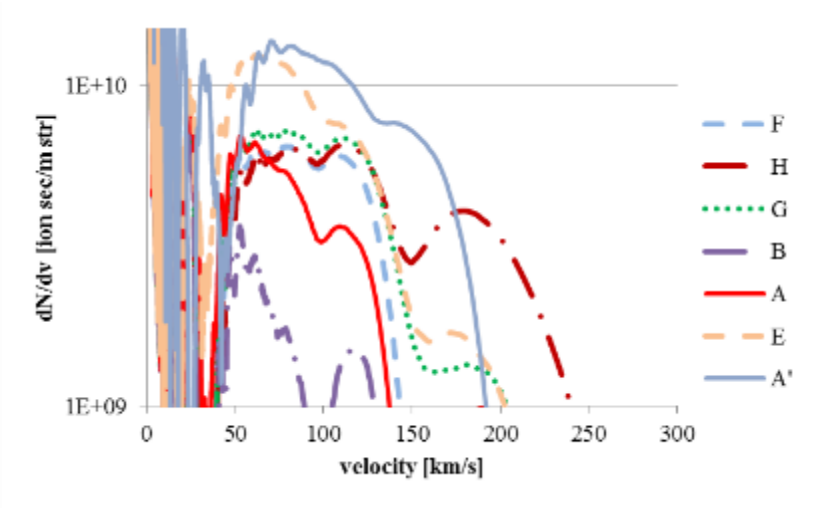


Fig.4.12　d=26mm におけるイオン速度分布

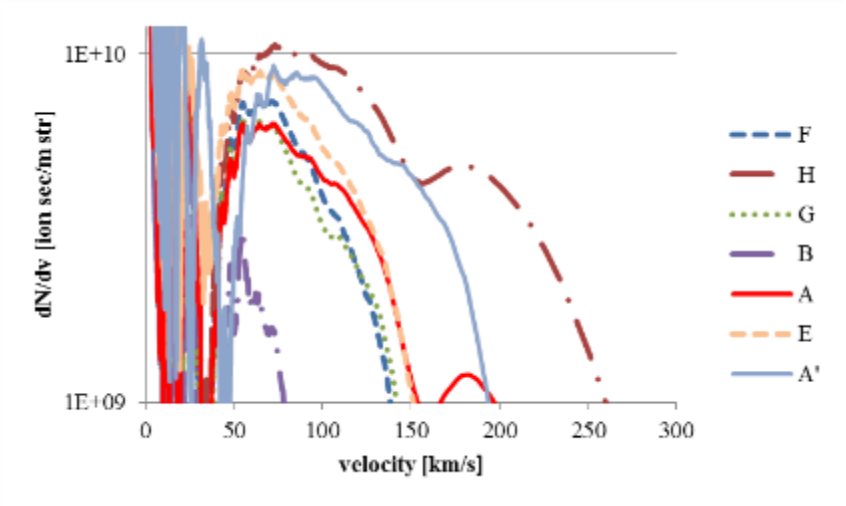


Fig.4.13　d=14mm におけるイオン速度分布

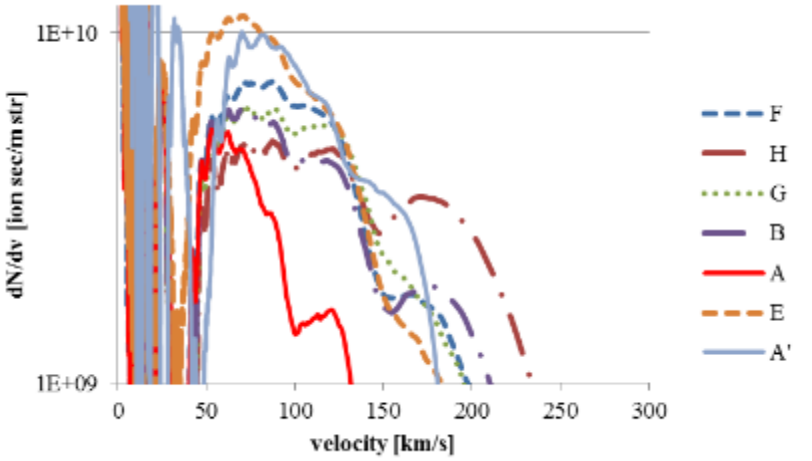


Fig.4.14　d=38mm におけるイオン速度分布

4.3.3　磁場中のイオン分布

d=26mm についてのイオン分布を Fig.4.15 から Fig.4.21 に示す。磁場の条件としては 61mT,31mT,0T で測定した。下流側にある A,A',E,F,G 点において、磁場が大きくなるにしたがって、イオンの量が増加していることがわかる。また、上流側にある B 点では磁場が小さいほど、イオンの量が増加していることがわかる。すなわち、磁場が大きければ大きいほど、上流側より下流側にイオンが増えていると考えられる。しかし、レーザー核融合ロケットの推力を示す A,A'点でイオンの量は増えているが、磁場の押し返しを示す第 2 波が時間変化で見られなかったことから、イオンへの磁場の影響が確認できたまでにとどまった。これは磁場の強度が不十分であったことが原因として考えられる。次に、H 点に関しては、磁場の有る無しに関わらず、イオンの量が多いことがわかる。すなわち、レーザーによってアブレーションされたイオンが磁力線に沿って、H 点まで到達していると考えられる。

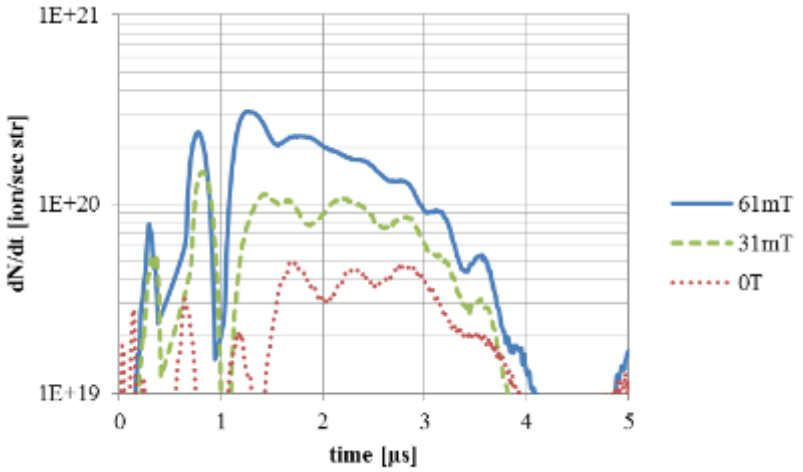


Fig.4.15　A 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

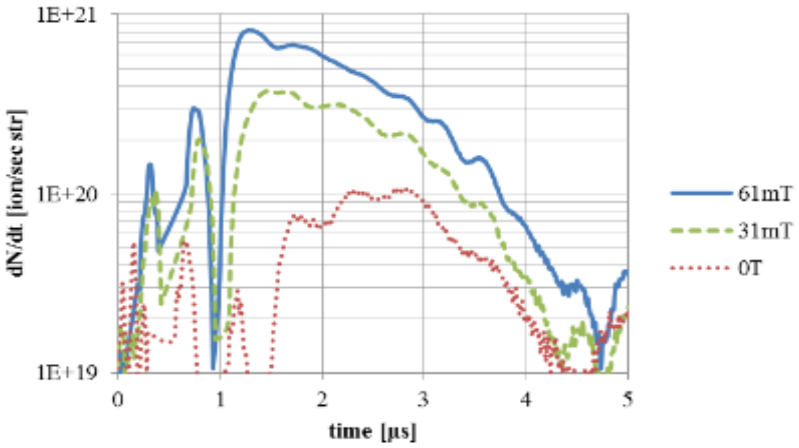


Fig.4.16　A'点におけるイオン分布の磁場強度依存性

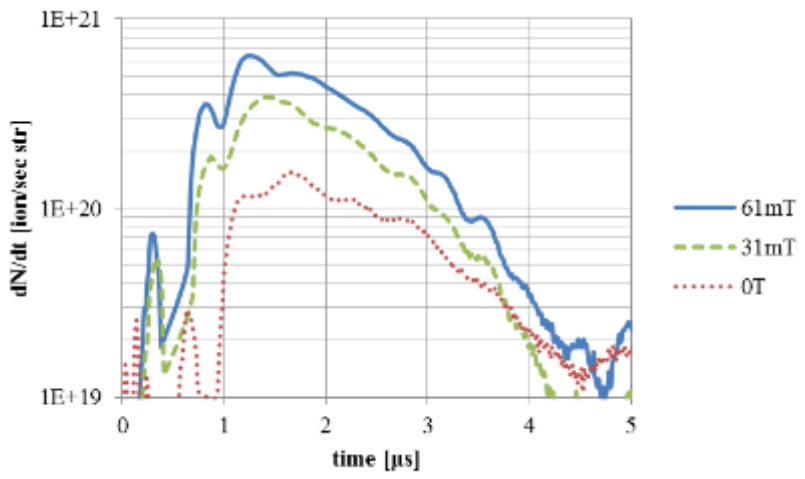


Fig.4.17　E 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

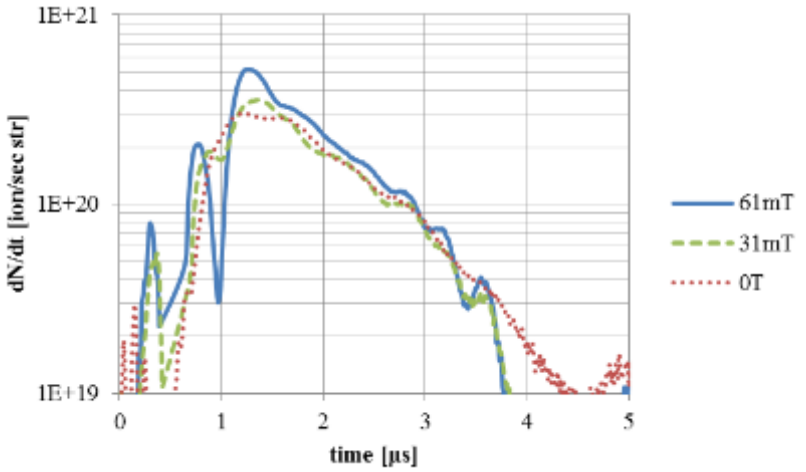


Fig.4.18　F 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

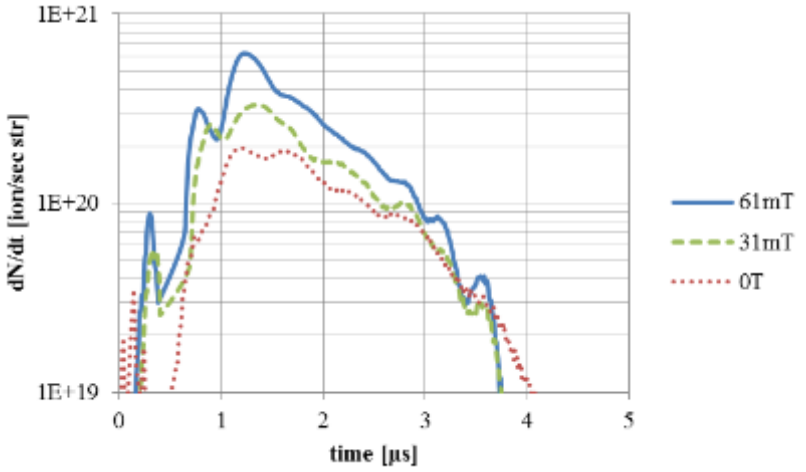


Fig.4.19　G 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

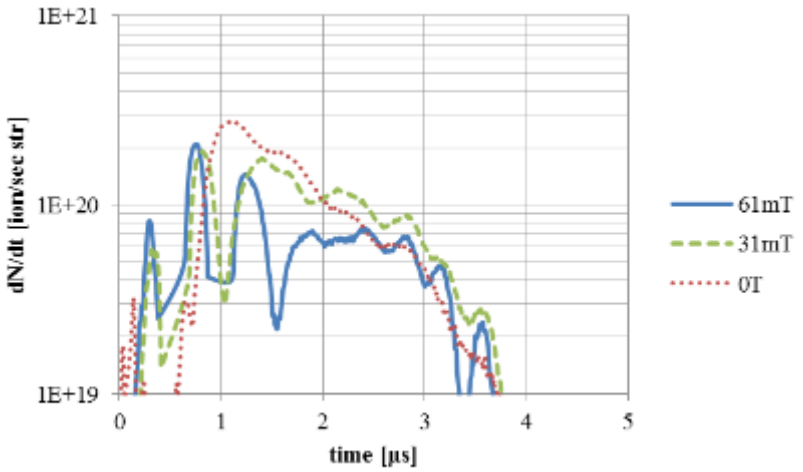


Fig.4.20　B 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

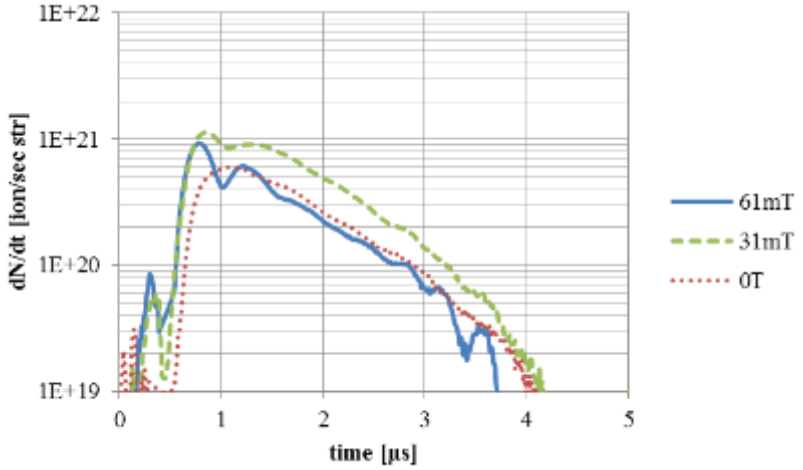


Fig.4.21　H 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

次に d=14mm におけるイオン分布の磁場強度依存性を Fig.4.22 から Fig.4.28 に示す。実験条件として磁場あり(105mT)、磁場なし(0T)で比較した。A,A',E,F,G 点の下流側の方は磁場がある方がない場合に比べて、イオンが増加していることがわかる。また、下流側の B 点では磁場がある方がない方に比べて、イオンが減少していることがわかる。すなわち、d=14mm においても磁場がある方が下流側のイオンが増加していることがわかる。しかし、磁場が 100mT を超えても第 2 波を見ることができなかった。ここからも十分な磁場が得られていないことがわかる。また、H 点については磁場があるほうが H 点に到達するイオンが多かった。

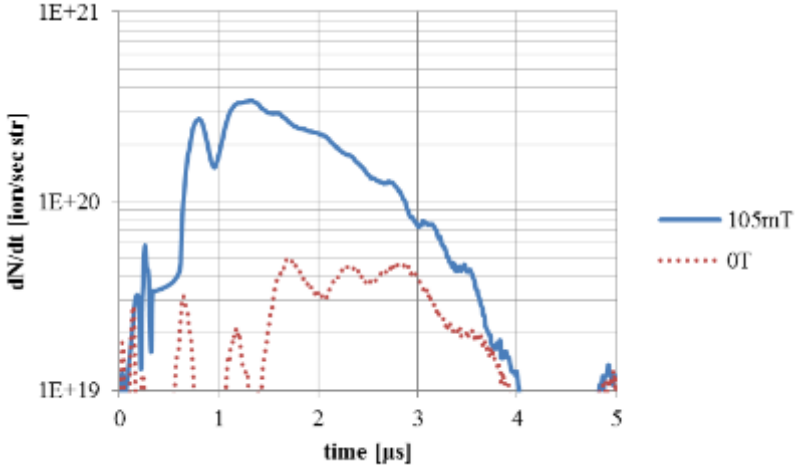


Fig.4.22　A 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

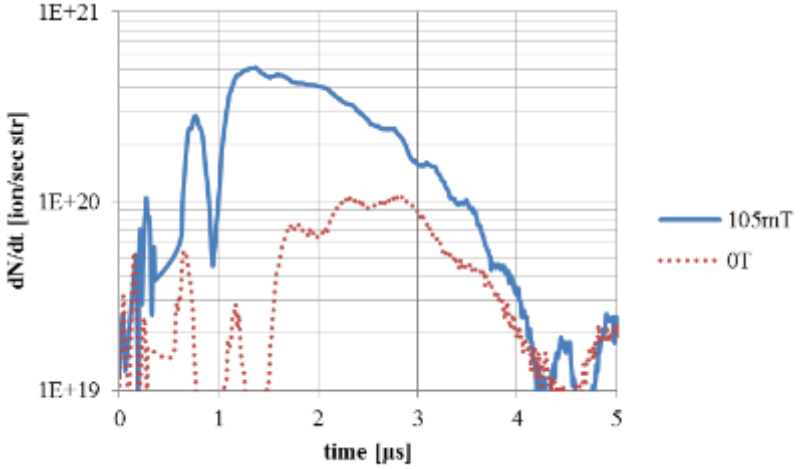


Fig.4.23　A’点におけるイオン分布の磁場強度依存性

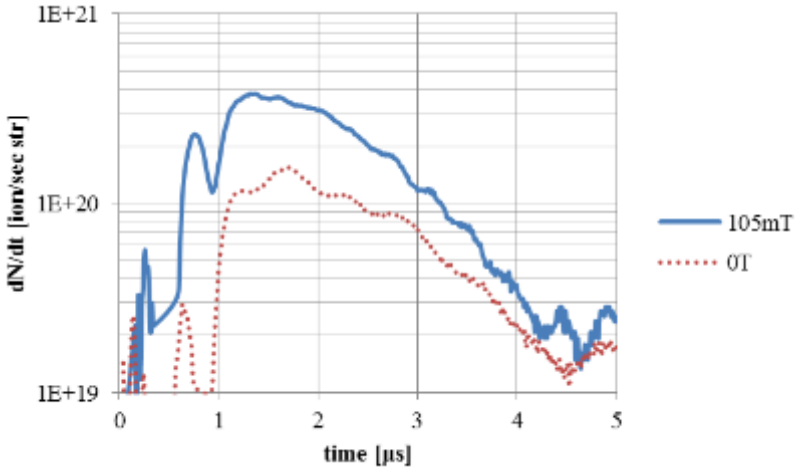


Fig.4.24　E 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

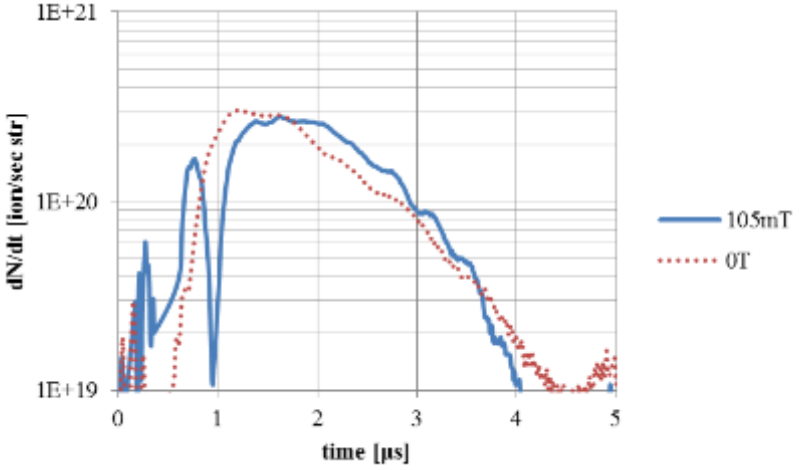


Fig.4.25　F 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

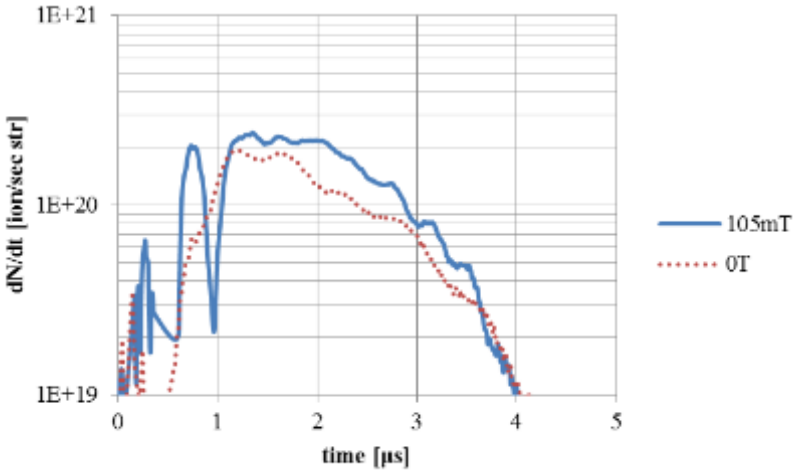


Fig.4.26　G 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

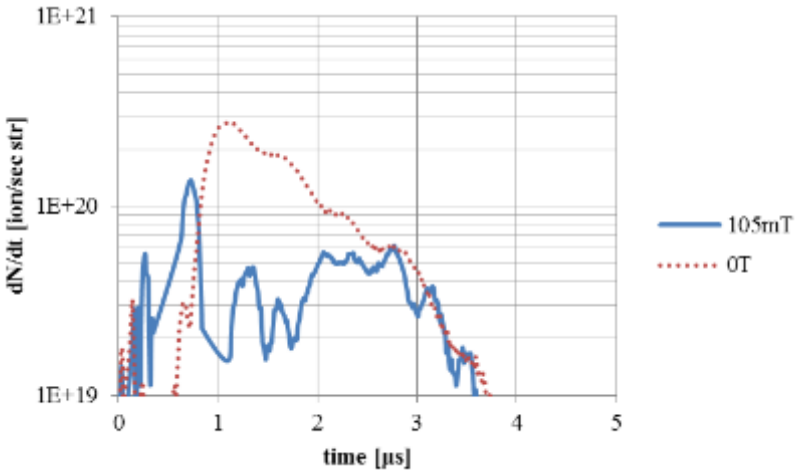


Fig.4.27　B 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

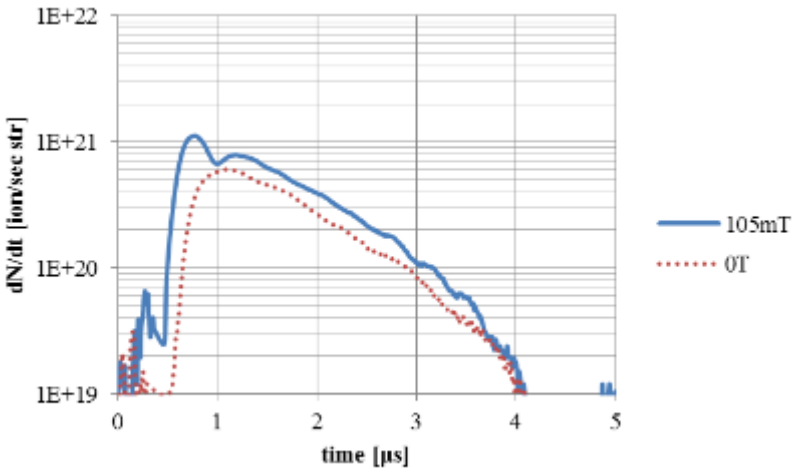


Fig.4.28　H 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

次に d=38mm の場合のイオン分布の磁場強度依存性を Fig.4.29 から Fig.4.35 まで示す。実験条件としては、磁場あり(35mT)、磁場なし(0T)で測定した。下流側においては磁場が強いほど、イオンの量が増えていることがわかるが、上流側においては、B 点では磁場が存在する方がイオンの量が多く、H 点においては磁場がない方がイオンの量が多かった。これはコイル磁場が小さく、磁場による影響が小さかったからではないかと考えられる。

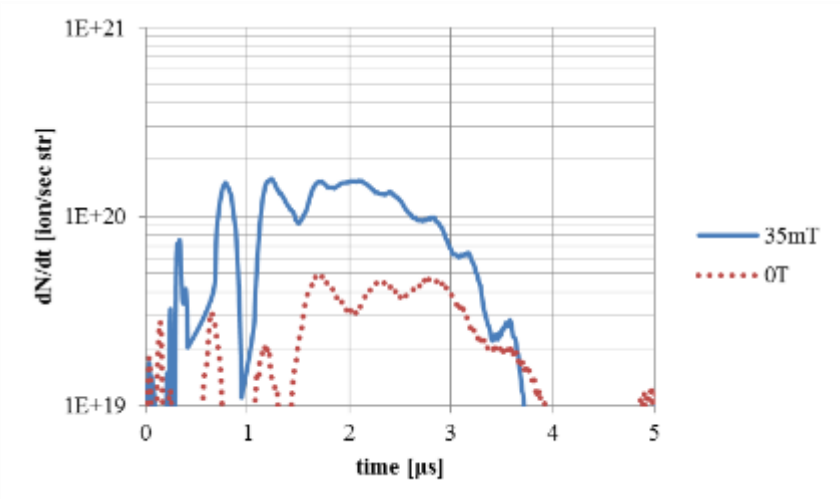


Fig.4.29　A 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

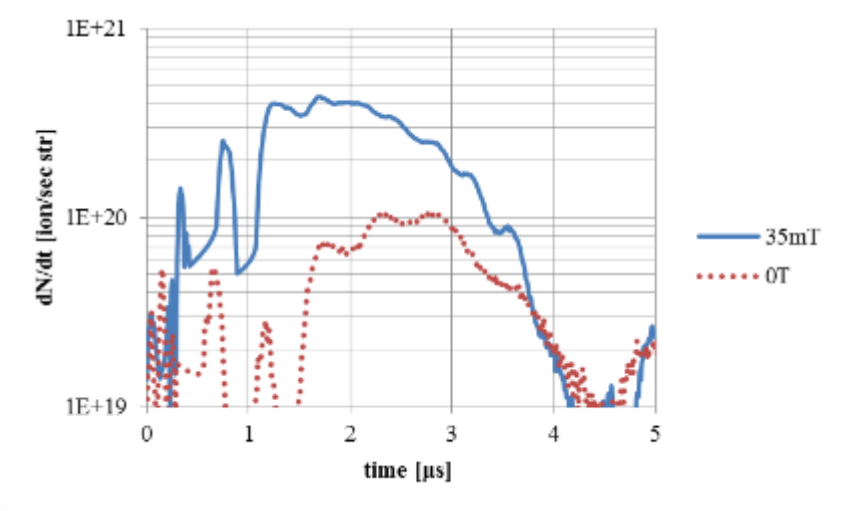


Fig.4.30　A’点におけるイオン分布の磁場強度依存性

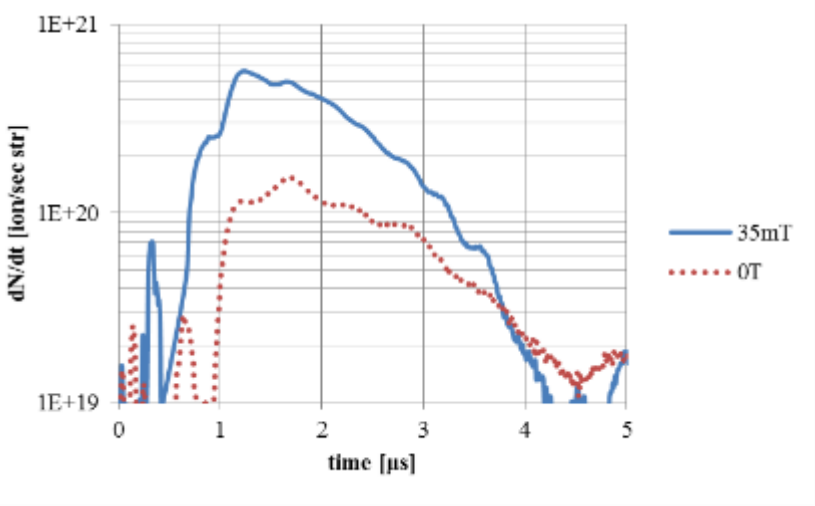


Fig.4.31　E 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

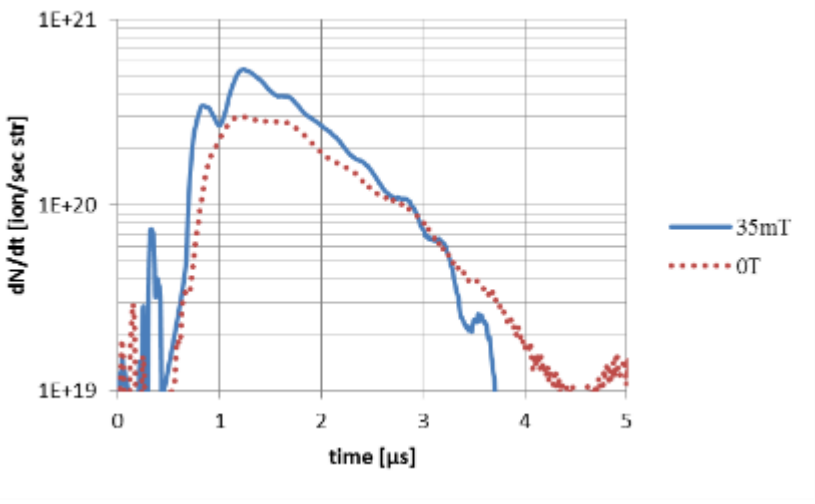


Fig.4.32　F 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

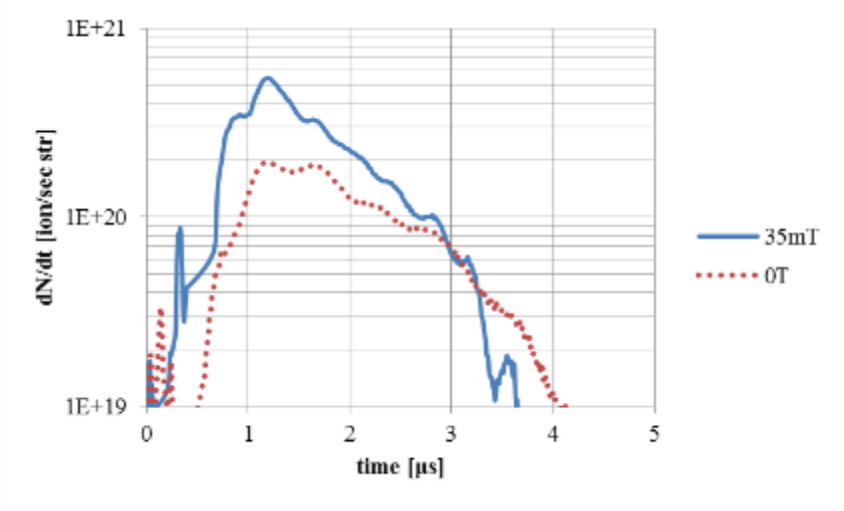


Fig.4.33　G 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

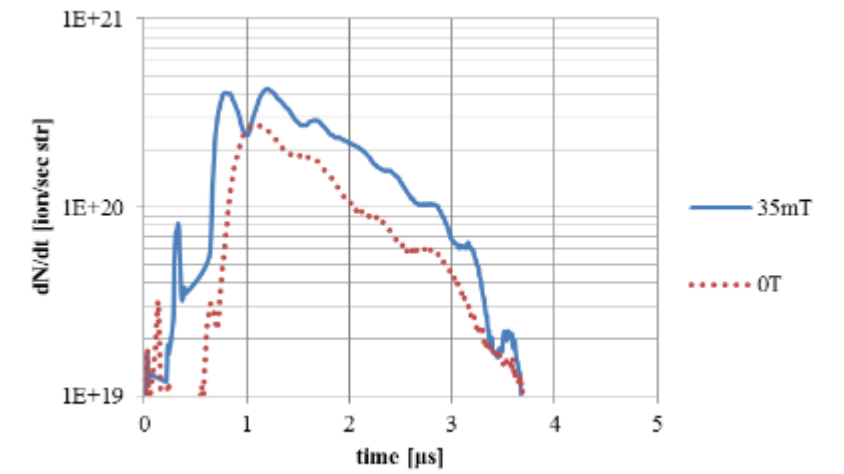


Fig.4.34　B 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

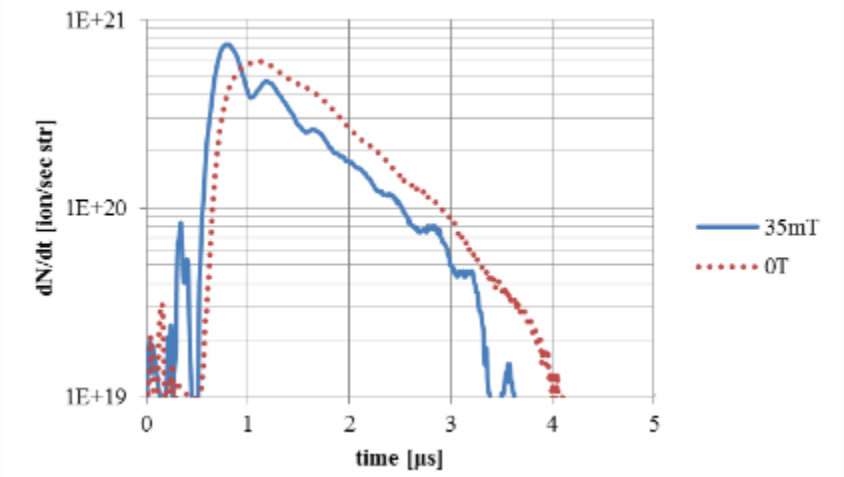


Fig.4.35　H 点におけるイオン分布の磁場強度依存性

4.3.4　イオン分布のコイル、ターゲット間の距離による比較

イオン分布のコイル、ターゲット間の距離による比較を行った。d=14mm、26mm、38mm における比較図を下の Fig.4.36 に示す。この図は磁場がない場合を 100 としてそれぞれのイオン量の合計を比率で表したものである。ちなみに、上流側は A,A’,E,F,G 点の合計を、下流側は B,H 点の合計を表したものである。

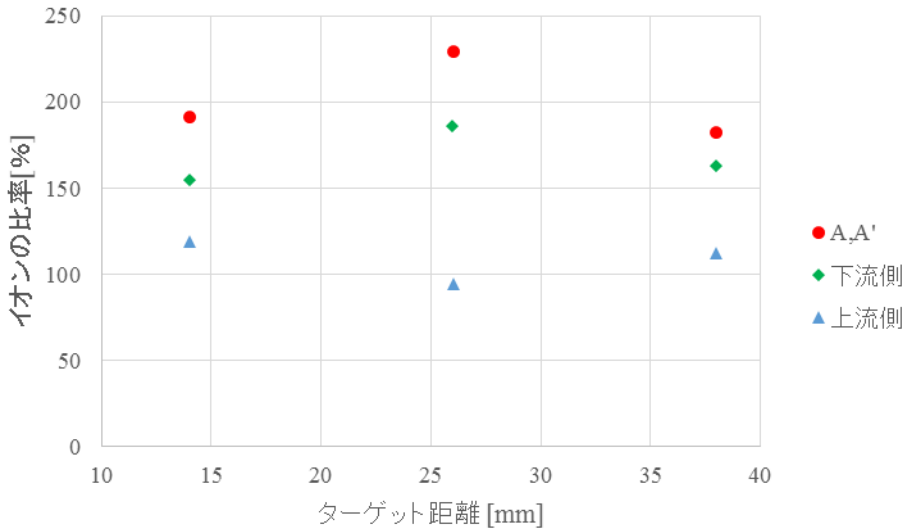


Fig.4.36　イオン分布のターゲット距離による比較

まず、A,A’点と下流側全域においては d=26mm が最もイオンの量が多かった。これはシミュレーションによるコイルの内半径(d=26mm)で最もプラズマの押し返しが見られるという結果に合致する。また、上流側においても d=26mm で最もイオンの量が少ないという結果が得られた。すなわち、コイルの内半径では最も上流側のイオンが下流側に移動していると考察できる。具体的には、4.3.3 に述べたように、イオンの押し返しが目に見える形で出てきているわけではないが、磁場によって多少は押し返されたり、進路方向を変えられたりしていると考えられる。また、磁力線にラーマー運動によって巻きついている電子のかたまりによって、イオンが進路方向を変えられている可能性もある。

4.3.5　イオン分布の角度変化

イオン分布の角度による点ごとの比較を行った。Fig.4.37 から Fig.40 に角度によるイオン分布をコイルからの距離ごとに示す。横軸の角度は 4.2.1 の実験装置配置図におけるチャージコレクターの位置を示す。A は 14°、A'は-14°、E は-45°、F は-60°、G は-75°、B は-104°、H は 162°である。また、各点には誤差として最大 13%の誤差がある。

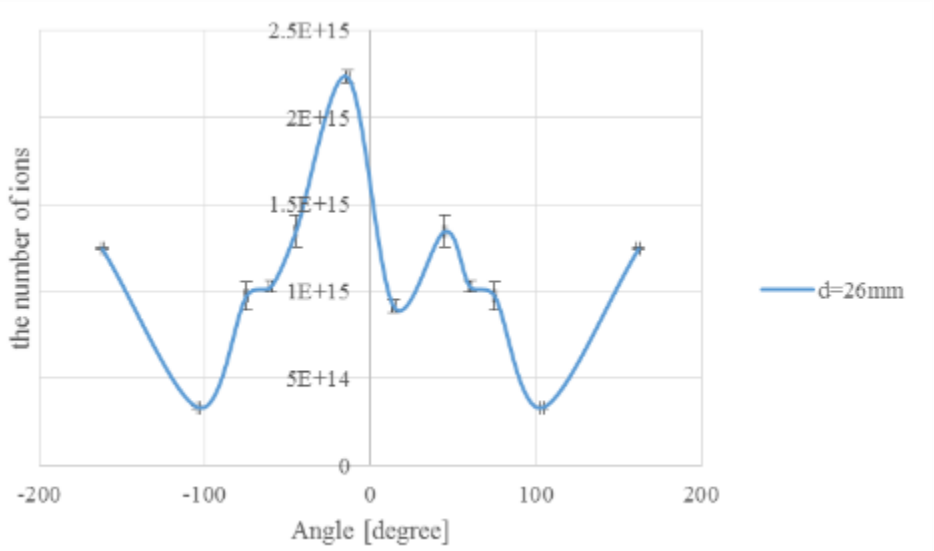


Fig.4.37　d=26mm における角度によるイオン分布

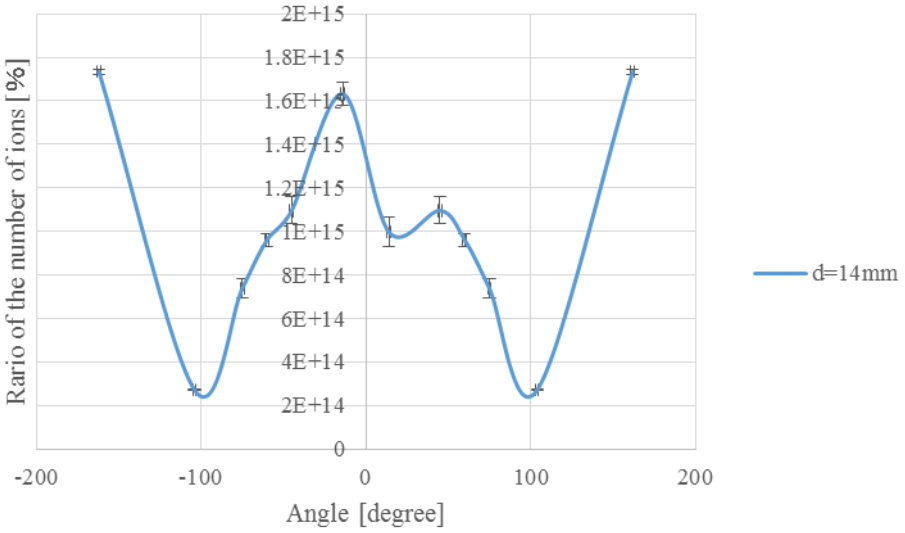


Fig.4.38　d=14mm における角度によるイオン分布

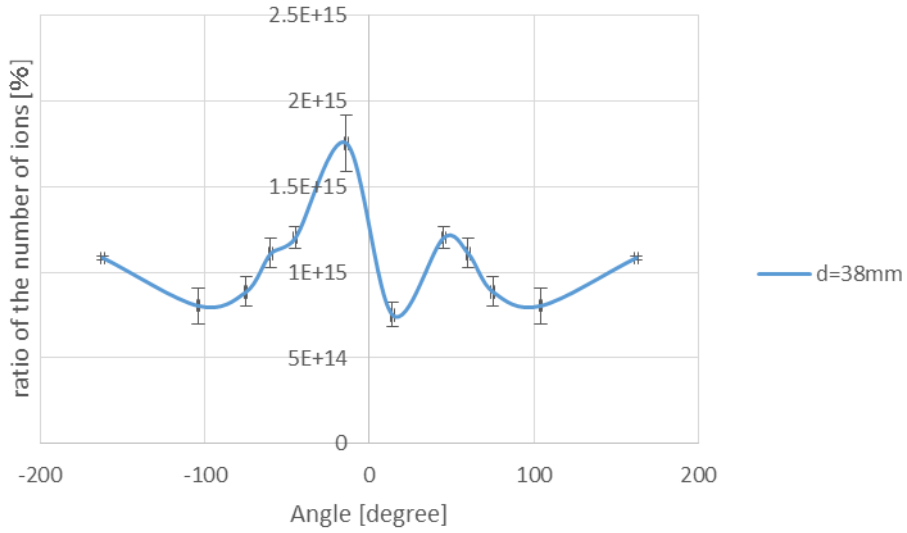


Fig.4.39　d=38mm における角度によるイオン分布

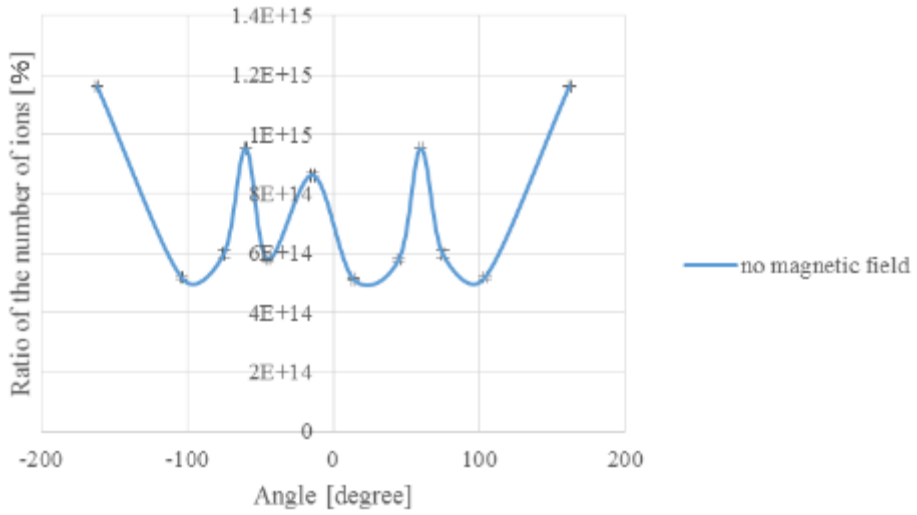


Fig.4.40　磁場なしにおける角度によるイオン分布

まず、d=26mm についてであるが、下流側の点が比較的多いことがわかる。その中でも、A'点において最もよくイオンが見られる。また、上流側の B 点では最もイオンの量が少ない。全体的にみると、上流側にイオンが少なく、下流側にイオンが多いことがはっきりとわかる。次に、14mm についてであるが、下流側にイオンが多く見られ、その中でも A'点において最もよくイオンが見られているが、それ以上に H 点で最も多くイオンが見られている。これは上流側にイオンがよりアブレーションしていることを示す。最後に 38mm についてであるが、下流側の A'点でイオンの量が最大で、上流側の B 点で最小であるが、全体的に他の距離の条件に比べて、ばらつきが小さい。これは磁場によ

る影響が小さいからであると考えられる。したがって、コイルの内半径の 26mm で上流側のイオンよりも下流側のイオンがより増えていたことから、当初のコイルの内半径でよりイオンの押し返しが見られるというシミュレーション結果に合った実験結果となった。

4.4　まとめ

- 強磁場形成回路において、目標であった磁場約 1T を出せるような電流を流すことはできなかったが、磁場シミュレーションとほぼ同じ磁場の値が得られたことから、電流を流す事が出来たならば、1Ｔの生成が可能であることが示せた。

- 磁場約 30mT～100mT といった比較的小さな磁場において、イオン分布の磁場依存性を示すことができた。すなわち、ターゲットとコイル間の距離が一定のとき、磁場が大きくなるにつれて、推力を示す下流側のイオンが増えることがわかった。

- イオンの磁場強度依存性は確認できたが、下流側の A,A’点のイオン量の時間変化において、推力を示す第 2 波を見ることはできなかった。これは磁場が小さかったことにより、磁場がプラズマを十分に押し返せなかったことが原因だと考えられる。

- d=14mm,26mm,38mm といったターゲットとコイル間の距離による磁場依存性の比較について、d=26mm で最も上流側から下流側へのプラズマの移動が見られた。すなわち、当初のシミュレーションからのコイルの内半径である 26mm で最もプラズマの押し返しが見られるという結果に沿った実験結果となった。

第５章　強磁場形成回路の再設計

3 章で述べたように EUV データベースレーザー施設では電気二重層コンデンサ(BMOD0165)を用いてプラズマ挙動の観察実験を行ったが、コンデンサ 1 個当たり 100A ほど電流が流れ、磁場は 100mT に留まった。コンデンサ 3 つを用いたとしても磁場は 300mT ほどであり、目標の 1T には及ばなかった。そのため、1T の磁場をかけるための強磁場形成回路を再度作ることが必要になった。この章では、EUV データベース装置の実験結果をもとに既存の回路の改良や新たな強磁場形成回路の構築について述べていく。

5.1　コンデンサの変更

前回の EUV データベースレーザー施設における実験で用いた電気二重層コンデンサ(BMOD0165)からフィルムコンデンサ(FFLI6B3007K)に変更した。前回の電気二重層コンデンサは電気容量が 165F で耐電圧は 48V であるのに対してフィルムコンデンサの電気容量は 3000μF で耐電圧は 800V である。この変更により電気容量は小さくなるが、その分電圧をかけることが可能になり、コンデンサにためられた電荷をスムーズに流すことができるようになると考えた。
Fig.5.1 に変更したフィルムコンデンサ(FFLI6B3007K)を示す。

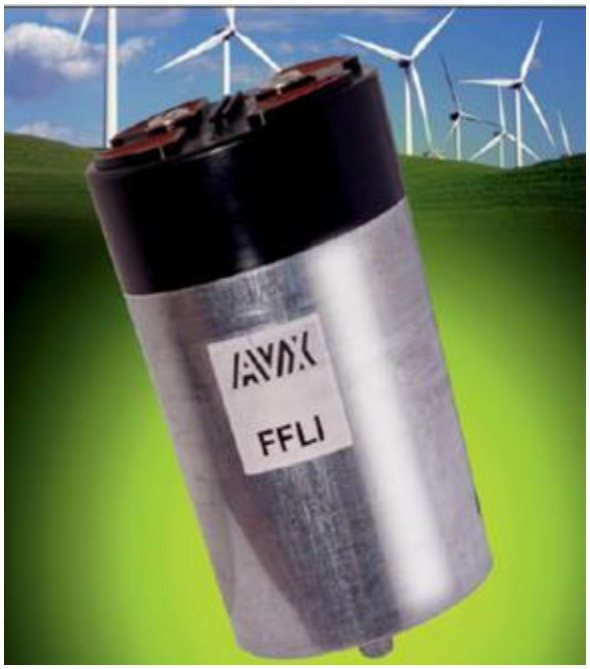


Fig5.1　フィルムコンデンサ(FFLI6B3007K)

5.2　コイルの再設計

コイルの再設計を行った。前回の EUV データベースレーザー施設における実験では製作したコイルの抵抗が約 0.4Ω で、回路全体では約 0.5Ω であった。このようにかけた電圧 48V に対して、コイルの抵抗が大きかったため、回路に十分な電圧が流れず、目的のプラズマの押し返しを示す第 2 波を見ることができなかった。したがって、コイルの抵抗を小さくするために、コイルの内径を小さくした。

具体的には内径 26mm、外径 50mm、ターン数 10 回で半径方向に 10 回巻きの合計 100 回巻きのソレノイドコイルである。コイルの内径を小さくすることにより、コイルの抵抗は約半分の 0.23Ω になり、回路全体では約 0.3Ω～0.4Ω になると計算した。このコイルの抵抗はターン数 10 回巻きのソレノイドコイルを半径方向に 10 回重ねたものとして計算した。コイルの導線には内径 1mm の銅を使用した。すなわち、半径方向に 1 回巻くたびに内径が 2mm 増えたソレノイドコイルとしてコイルの抵抗を考えた。このようにコイルの抵抗を小さくすることにより、より大きな電流を流すことが可能になると考えた。また、磁場のエネルギーの規模は小さくなるが、磁場密度は大きくなるというメリットがある。

また、インダクタンスは以前のコイルが約 700μH であったのに対して、今回製作するコイルのインダクタンスを計算した[12]ところ、65μH であった。このようにインダクタンスが小さくなるので、電流が定常になるまでの立ち上がり時間が短くなると考えられる。さらに、電流を流す時間が短くなり、電流による金属部品との相互作用が小さくなるため、今回の実験では行わなかったが、推力を測るスラストスタンドの振動を抑えることができる。

5.3　コイルの磁場シミュレーション

製作するコイルの磁場のシミュレーションを行った。Fig.5.2 と Fig.5.3 に磁場シミュレーション結果を示す。シミュレーションの結果から、コイルの内半径でレーザー核融合ロケットの推力を実証するための磁場の押し返しが見られるということより、コイルの内半径である 13mm で磁場 1T を確保できるようにした。その結果、電流を 900A 以上流せば磁場 1T を得られることがわかった。

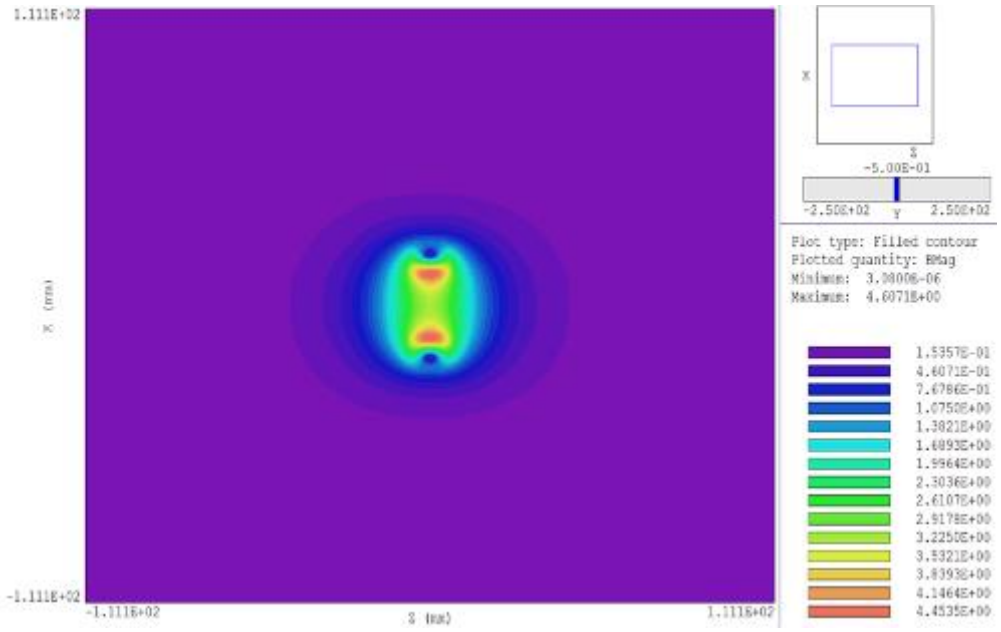


Fig.5.2　コイル近傍の磁場シミュレーション結果

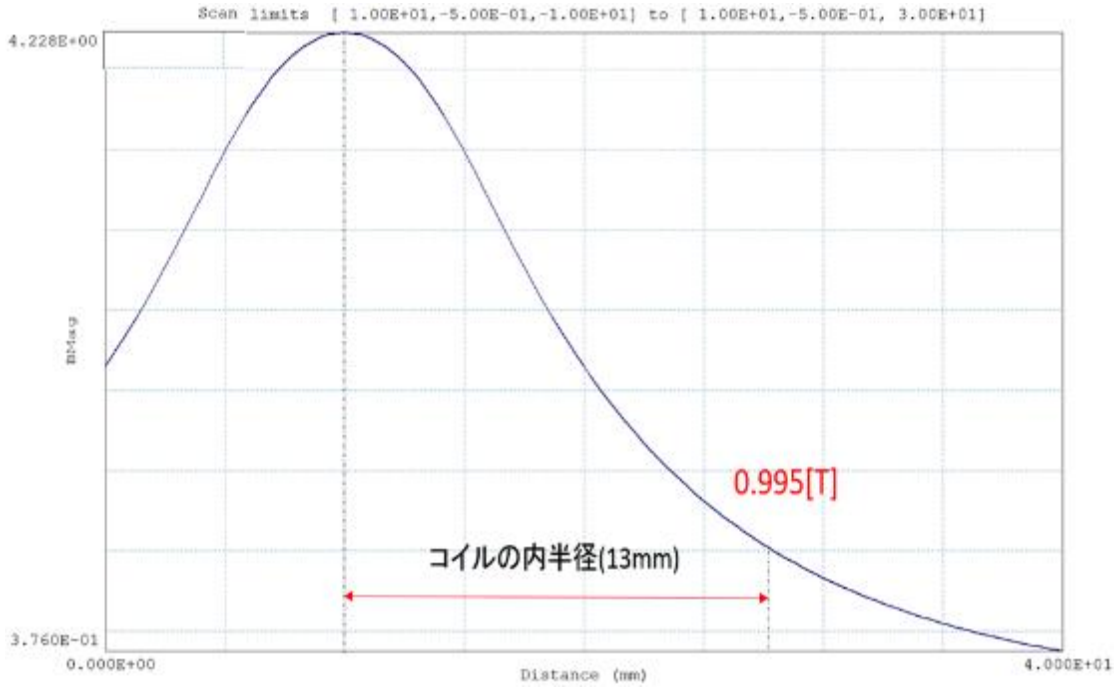


Fig.5.3　磁場シミュレーション結果

5.4　製作した回路

これらの装置を用いて、新たな磁場形成回路を製作した。Fig.5.4 に回路図を示す。電源は 500V を用いて、900A 流せるようにした。コンデンサは 3 つ使用し、それぞれ 3mF である。また、放電用の抵抗には 100Ω の抵抗を使用した。コンデンサの電荷を 500V でためた状態で放電して 30 秒から 40 秒で放電できるように設計した。

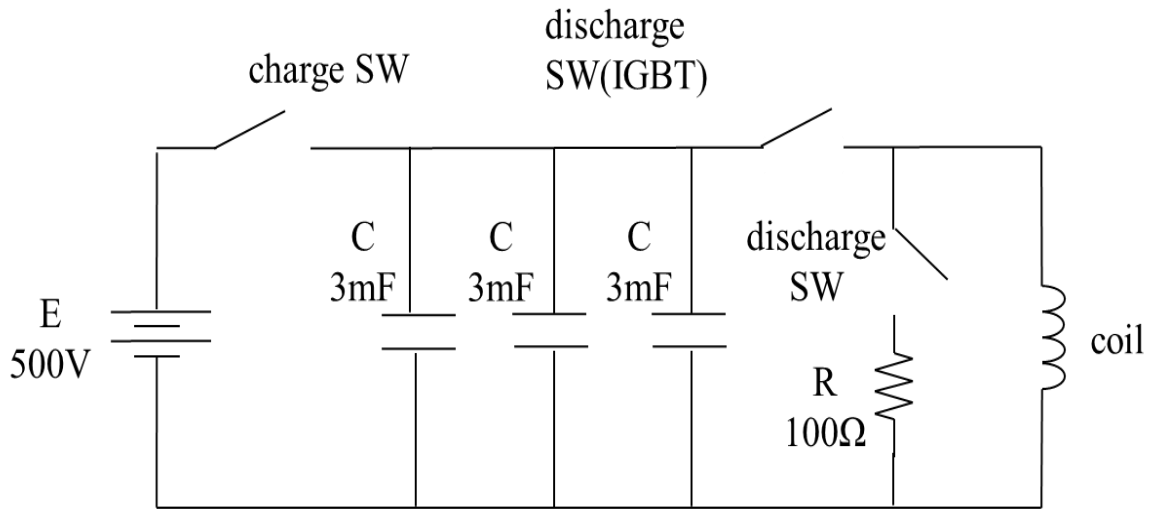


Fig5.4　製作する回路

.

5.5　製作した回路のシミュレーション

この回路を用いて電流波形のシミュレーションを行った。シミュレーションには「OrCAD Capture CIS – Demo Edition」を用いた。コイルの抵抗は 0.4Ω とした結果を Fig.5.5 示す。

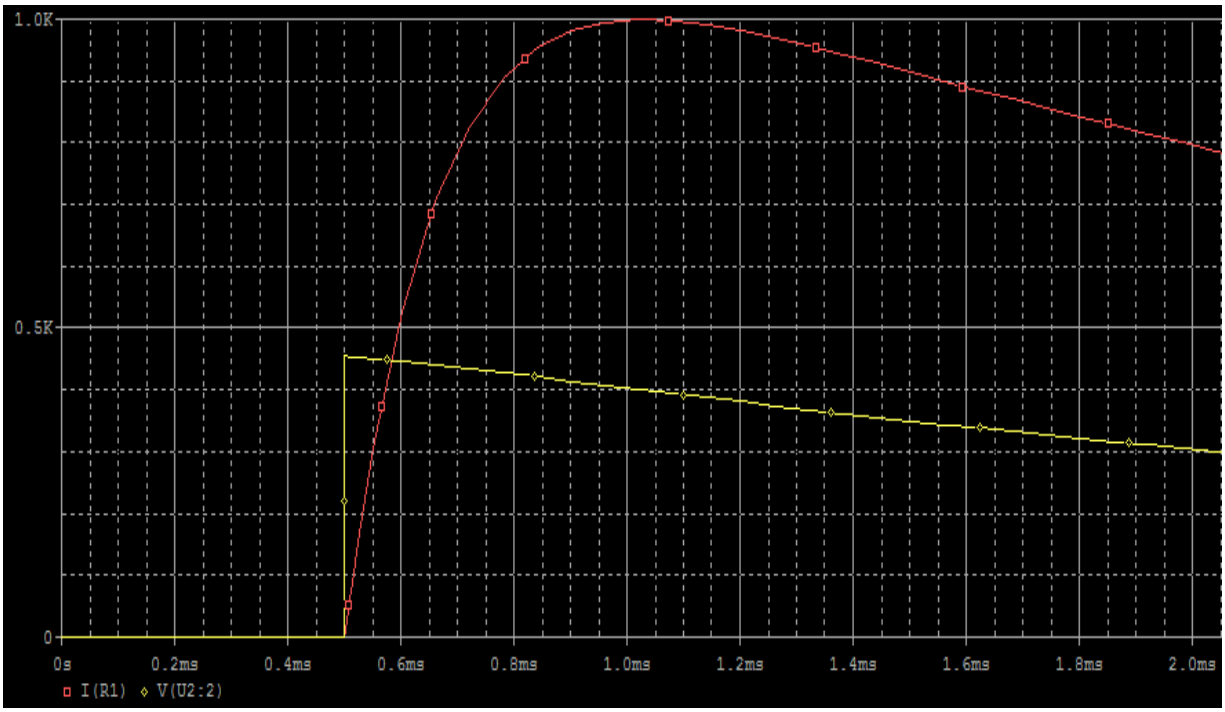


Fig.5.5　電流波形のシミュレーション

黄色は電圧[V]で、赤線は電流[A]である。コンデンサに充電した状態で 0.5ms に電荷を放電した結果である。0.5ms 後に電流はピークの 1000A に到達する。すなわち 900A 以上確保できるため、磁場約 1T をかけることが可能であることがわかった。また、磁場をかけておく時間は 0.1ms あれば十分であるので、ピーク時に一定の電流を流すことができる。

第 6 章　結論

本研究では強磁場形成回路の構築と、その回路を用いて磁気スラストチャンバーにおける推力発生メカニズムの検証実験を大阪大学レーザーエネルギー学研究センターと共同で、同センターの EUV データベースレーザー施設にて行った。以下に結論を示す。

強磁場形成回路について以下の結論を示す。

・従来の回路における問題点によって、シミュレーションとの比較のためのデータが少なかったことを受けて、強磁場形成回路の構築を行った。必要な磁場約 1T を目標に回路とコイルを製作したが、コンデンサにかける電圧に対して、製作したコイルの抵抗が大きかったことより、磁場を形成する電流を流すことができず、磁場は 10 分の 1 の約 100mT にとどまった。しかし、磁場のイオン分布への影響を見るのに十分な回路を作ることができた。

レーザー生成プラズマの挙動実験について以下の結論を示す。

・磁場約 30～100mT において、コイルとターゲット間の距離が一定で、磁場の大きさに比例して、下流側のイオンが増えていることがわかった。すなわち、イオン分布が磁場に依存していることを示しており、磁気スラストチャンバーシステムの原理に沿った結果であるといえる。

・イオン分布の磁場による磁場による依存性を示したものの、推力を示す第 2 波を確認することができなかった。これはかけた磁場が弱かったために見られなかったと考えられる。

・イオン分布のコイルとターゲット間の距離における比較では、d=26mm で下流側のイオンが最も多い結果となった。これはシミュレーションによる、コイルの内半径(d=26mm)で最もプラズマの磁場による押し返しが見られるという結果に沿ったものとなった。

これらの結論より、5 章で述べた約 1 T の磁場を作ることができる強磁場形成回路を製作し、強磁場下でのプラズマの挙動を観測し、LFR の実現に向けて、シミュレーションとの比較を進めていく必要がある。

参考文献

(1) 安藤晃，レーザー推進，プラズマ・核融合学会誌, Vol. 83, 276 pp., (2007).
(2) 内田成明，レーザー推進，プラズマ・核融合学会誌, Vol. 81, 186pp., (2005).
(3) NASA Jet Propulsion Laboratory, Voyager The Interstellar Mission, http://voyager.jpl.nasa.gov/index.html, (2012, December).
(4) 中島秀紀，プラズマ・核融合学会誌, Vol. 83, 264 pp., (2007).
(5) 内田成明，レーザー推進の地上打ち上げおよび宇宙空間での応用，プラズマ・核融合学会誌, Vol. 83, 271pp., (2007).
(6) Orth, C. D.: VISTA - A Vehicle for Interplanetary Space Transport Application Powered by Inertial Confinement Fusion, UCRL-LR-110500, (2003).
(7) 前野旭弘，レーザー生成プラズマと磁場の相互作用による運動量変化に関する研究，修士論文，九州大学大学院, (2010).
(8) 日永智之,九州大学修士論文,(2012)
(9) 森本雅之,パワーエレクトロニクス,オーム社,(2010)
(10) Maeno, A., e al., “Effect of Magnetic Field Strength on a Magnetic Thrust Chamber System”Journal of Propulsion and Power, 2014, Vol.30: 54-61, 10.2514/1.B34911
(11) 阪部周二,レーザー核融合におけるエネルギー吸収と爆縮の一様性に関する研究，博士論文，大阪大学, (1985).
(12)W.H.ヘイト,工学系の基礎電磁気学,朝倉書店,(2001)

謝辞

本研究を進めるにあたり、研究の場を提供していただき、また、研究に関する数多くの助言をいただきました中島秀紀教授に心から感謝いたします。そして、研究生活から実験において、幅広く丁寧にご指導いただきました山本直嗣准教授に心より感謝いたします。

実験装置の製作にあたり、多くの部品や技術、助言を提供していただきましたエネルギー量子工学部門工場の蓮尾斉彦技術職員、山口技術職員に深く感謝いたします。

実験を行うにあたり、実験施設の準備提供・実験アドバイス等、多方面から本研究にご協力いただいた大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの藤岡慎介准教授、佐藤英児技官、砂原淳研究員に深く感謝いたします。

事務手続きなどお世話になった馬渡隆子氏に感謝いたします。そして、ともに研究やスポーツに励んだ研究室同期生の牛尾康一氏、前田優士氏、山口敦氏に深く感謝いたします。また、公私共に関わった笹川裕太郎氏、富永宙志氏、豊田裕司氏、伊藤匠氏、木邊厚視氏、楠田将士氏、齋藤直哉氏、坂井寿光氏、田中啓介氏ら研究室の先輩に感謝いたします。

最後に、23 年間その成長を支え続けてくれた家族に深く感謝いたします。