

# 高強度レーザーを用いた磁場圧縮実験とその測定法の確立

米田研究室 並木智紀

## 1. 超強磁場発生

### 1.1 超強磁場発生目的

数 1000T の磁場の印加が可能となれば、金属や半導体の電子のサイクロトロンエネルギーが電子遷移エネルギー（フェルミエネルギー）と同程度になり、物理現象に変化が見られる。磁性体なら自由電子スピンとの磁氣的相互作用エネルギー（ゼーマンエネルギー）が磁氣的内部相互作用エネルギーより大きくなると、磁場誘起の磁気相転移が起こるなど、強磁場の影響は無視できなくなる。

プラズマ物理では固体密度程度でも  $\beta$  値が 1 を下回る磁化プラズマの生成が可能となる。プラズマは固体密度程度の  $10^{22}$  個  $\text{cm}^{-3}$  でも存在するが、固体とは異なる物性を示し、現在も研究されている。そのようなプラズマに熱エネルギーと同等以上の磁場エネルギーを加えた物性研究は、正に未知の物性研究領域となる。

### 1.2 従来の強磁場発生方法

同じエネルギーであれば定常磁場よりパルス磁場のほうが大きな磁場を得ることができる。また、パルス磁場の中でも破壊型、非破壊型と分類されるが、破壊を許容するものであればより大きな電流を流すことができ、得られる磁場も大きくなる。破壊型のパルス磁場発生法ではこれまでに、一卷コイル法、爆縮法、電磁濃縮法といった方法で強磁場を得てきた。

これまでの強磁場発生記録としては、レーザー照射時の電子電流による 70000T が最大であったが、keV 単位の熱が発生すること、

磁場の持続時間がピコ秒と短いことが問題となっていた。

物性実験として利用できる最高磁場は電磁濃縮法による 622T であり、電磁力としてはこれ以上の磁場は困難とされてきた。

さらに長時間、固体状態を保つような磁場の発生のために、新しい手法での磁場発生が必要となっていた。

### 1.3 レーザーアブレーションによる方法

1000T を超えるような超強磁場を発生させるためには、爆縮法や電磁濃縮法のように、種磁場の通った円筒を磁場を漏らさず圧縮することで高い磁束密度を得る方法が使われている。磁場中ではマクスウェル応力  $T$  が、

$$T = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

で径方向に押し広げ、軸方向に縮めるようにはたらく。磁場の 2 乗に比例するため、強磁場中では非常に強くなり、50T で 1GPa、100T で 4GPa、1000T では 400GPa にも及ぶ。このマクスウェル応力を超える力で外側から圧縮をかけることができれば超強磁場が得られる。

爆縮法では複雑な測定に向かず、電磁濃縮法は流せる電流に限界があり、観測系を保ったままこれ以上の磁場を得ることは困難だった。また、衝撃圧縮法では熱エネルギーの伝搬を伴ってしまい、本研究での目的としている、磁場エネルギーが熱エネルギーを超える状態をつくる妨げとなってしまう。

まう。本論文では高強度レーザーによるアブレーションを用いて円筒を圧縮し、強磁場を

得る方法をとり、実験をおこなった。図1のように、

1. 円筒内部に種磁場を入れるため、円筒の端部にコイルを設置、電流を流し種磁場を発生させる。
2. 円筒外部から高強度レーザーを照射し、アブレーション圧力で圧縮を行う。
3. 磁束を漏らすことなく圧縮できれば超強磁場を得ることができる。

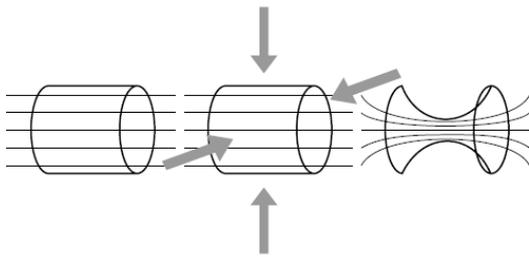


図 1.6: 超強磁場発生原理

磁場強度の目標は、爆縮法に匹敵する 2000T とする。レーザーアブレーション法では円筒軸方向には観測領域が確保されているため、他の研究への応用に有用である。種磁場として 20T の磁場を円筒半径 1/10 に圧縮すれば 2000T を達成することができる。

## 2. 実験装置

### 2.1 アブレーションレーザー

金属円筒内に磁束を閉じ込めるとき、円筒の半径を  $r$ 、厚さを  $d$  とすると、磁束  $\phi$  の円筒への侵入や円筒からの浸出はインダクタンス  $L$  と抵抗  $R$  の比として決まる時定数  $T_c$  に支配される。

$$\frac{1}{T_c} = \frac{R}{L} = \frac{2\rho}{\mu_0 r d} = \left| \frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dt} \right|, \quad \bar{r} = r + \frac{d}{2}$$

円筒の内部に閉じ込められる磁束  $\phi$  はこの時定数で指数関数的に減衰する。超強磁場発生のためには、これよりも短い時間内に圧縮する必要があり、アブレーション用のレーザー

も高強度のものが必要となる。また、円筒ターゲットによる磁場閉じ込めの安定性のため、均一に圧縮するという観点から、照射形状も重要となる。本研究では照射レーザーとして大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII 号を使い、実験をおこなった。激光 XII 号の諸元を表 2 に示す。

表 2 激光 XII 号諸元

ビーム数	12 ビーム
ショット数	3-4 ショット/日
波長/照射配位	0.35/0.53/1.05 $\mu$ m/バンドル照射
パルス幅	0.1ns-4ns
エネルギー/ビーム	500J/beam(0.53 $\mu$ m), 200J/beam(0.35 $\mu$ m)
集光径/強度	コヒーレントビーム:直径 30 $\mu$ m, $10^{17}$ W/cm <sup>2</sup>

レーザーアブレーション圧力は 2 式で表すことができる。

$$P_a \approx 7.2 \left[ \left( \frac{I_{abs}}{10^{14} \text{W/cm}^2} \right)^{0.57} \left( \frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right)^{0.99} \left( \frac{Z R_a}{0.1 \text{cm}} \right)^{0.07} \right] \text{Mbar}$$

ここで  $I_{abs}$  は光強度、 $\lambda_L$  はレーザーの波長、 $R_a$  はアブレーション半径、 $Z$  はイオン価である。2 式に激光 XII 号のパラメータを代入すると、 $R_a = 0.5\text{mm}$  ならば約 14Mbar となり、1 式で表される 2000T でのマクスウェル応力に相当する。ただし、 $Z = 10$  と仮定する。ターゲットの圧縮できる半径は、レーザー照射のパルス幅と円筒ターゲットの圧縮速度から決まる。ターゲットの圧縮速度  $v_{imp}$  は

$$v_{imp} = (1.4_{-0.2}^{+0.1}) \times 10^7 \text{cm/s}$$

となり、単純計算で 0.4mm 程度の圧縮が可能である。この計算結果より、ターゲットの初期半径を 0.5mm とするデザインで実験をおこなった。

### 2.2 ターゲット

アブレーションに用いる高強度レーザーより、ターゲットの半径が決まった。次に、ターゲットの内部構造を決定する。本実験でアブレ

ーション圧縮用に用いる激光 XII 号はバンドル照射であるため、実際のターゲットは図 2.1 のような断面形状となる。扇形の空間部分に種磁場を印加し、外側から高強度レーザーでアブレーション圧縮をおこなう。中心部には石英ファイバーを設置し、プローブ光のファラデー効果の測定により磁場を測定する。このとき、アブレーションの際の外側フォイルからの輻射によりファイバーにダメージが入るのを防止するための保護層をファイバーの周囲に設置した。保護層がない場合は図 2.2 のようにファイバーにダメージが入り測定することができない。

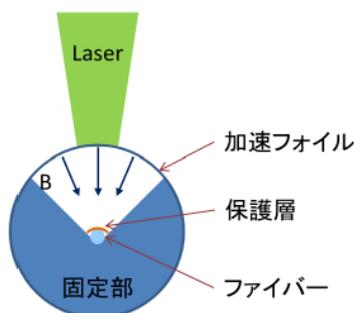


図 2.1 ターゲットモデル

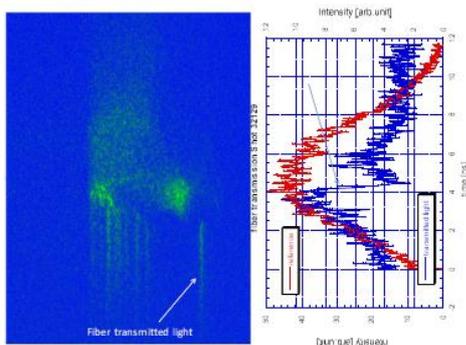


図 2.2 保護なし時のプローブ

### 2.3 種磁場コイル

ターゲットの直近に設置する種磁場発生コイルは、巻き数 8 回、幅 2.5mm、内径 2mm、外径 11mm のスパイラルコイルとした。ターゲットを圧縮する前は片端に設置したコイルから発生する磁場は透過し、20T を維持

する必要がある。磁場の透過は表皮厚みで計算され、

$$\delta(x) = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma(x)\mu}}$$

で表される。 $\omega$  は周波数、 $\sigma$  は導電率、 $\mu$  は透磁率である。シミュレーションから円筒ターゲットを圧縮するのにかかる時間をおよそ 4ns とし、有効周波数は 100MHz とした。透磁率は真空中の透磁率  $\mu_0$  とした。

巻き数  $N$  のコイルに  $I$  の電流が流れているときのコイルの中心における磁場  $B_0$  と電流  $I$  の関係は、内径半径  $a$ 、外側の半径  $a\alpha$ 、軸方向の長さ  $2a\beta$  として、

$$B_0 = \mu_0 \frac{NI_{\text{coil}}}{2a} \ln \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} = \mu_0 \frac{NI_{\text{coil}}}{2a\beta} \Gamma(\alpha, \beta)$$

と表される。中心軸上で中心から  $z = a\zeta$  だけ離れた点における磁場  $B(\zeta)$  は

$$B(\zeta) = \mu_0 \frac{NI_{\text{coil}}}{2a\beta} \frac{\Gamma(\alpha, \beta + \zeta) + \Gamma(\alpha, \beta - \zeta)}{2}$$

で表される。ターゲットの位置はコイル中心から軸方向に約 2mm 離れているため、ターゲット中心で種磁場強度 20T を達成するためには約 39kA の電流が流れる必要がある。

### 2.4 電源

種磁場発生コイルに電流を流す電源は、コイルとのインピーダンス整合をする必要がある。設計デザインからコイルのインピーダンスは

$$\omega L_{\text{coil}} = 0.91\Omega$$

になるため、電源側のインピーダンスも  $1\Omega$  となるように設計しなければならない。電流の最大値も

$$I_{\text{max}} = \sqrt{\frac{C}{L}} V_0$$

で決まることから重要性がわかる。 $C$  は電源（コンデンサーバンク）のキャパシタンス、 $L$  はコイルと電源を含めた全体のインダクタン

ス、 $V_0$  は印加電圧である。電源はコンデンサバンクに蓄えられたエネルギーを高速な立ち上がり時間で扱う必要がある。そのため、本研究ではレーザー光をトリガーとしたスパークギャップスイッチ(Laser Trigger Spark Gap: LTSG) を用いた。

## 2.5 強磁場測定

磁場を測定する方法として、電磁誘導のような基本的な電磁気に基づく物理現象を用いる直接的測定と、ホール効果、磁気抵抗、共鳴現象、ファラデー効果のような磁場に依って変化する物性を測定する間接的測定に大別される。直接的測定は、信号の絶対値によって測定されるため、ピックアップコイルの形状や測定計の感度などの正確な較正が必要である。また、間接的測定は素子による特性の差、温度変化や経時変化に注意する必要がある。

本実験では石英ファイバーを回転素子として用いるファラデー効果の測定により、磁場を測定する。ファイバーの一様性や、ターゲットはアブレーションのショット毎に交換するため、経時変化を無視できることから、この方法が最適であると考えた。

ファラデー回転は、物質中を磁場と同方向に直線偏光した光が進行するとき、その偏光の方向が光の進行とともに回転するという現象で、その回転の角度  $\theta$  は試料の厚さ  $d$  と磁場  $H$  を用いて、

$$\theta = VdH$$

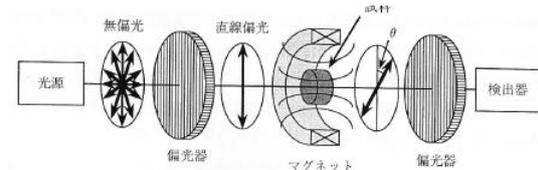
と表される。ここで、 $V$  は比例定数でヴェルデ(Verdet) 定数と呼ばれる、光の波長と物質による定数である。

図2.9 のように偏光器で直線偏光した光を磁場中の試料の中を通し、その後ろに置かれ

た検光子を通して検出器で測定するとき、検光子を出たあとの光の強度  $I$  は、

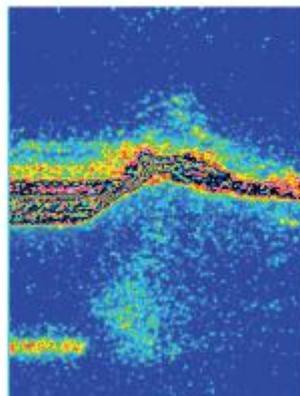
$$I = I_0 \cos^2(\theta + \alpha)$$

と表され、磁場の増加とともに振動的に変化する。ここで  $I_0$  は光の強度、 $\alpha$  は試料を通す前後の2つの偏光角度の差である。



## 3. 実験

前述の通り、これまでに行なってきた実験のターゲットは、プローブ光を残したものが取れなかった。その原因であると考えられる、加速フォイル内部からの輻射によるダメージ、レーザー強度の不均一性から起こる加速フォイルの欠損を防ぐための対策をおこなった。まず、輻射によるダメージを軽減させるための対策を考えた。そこで、ターゲットの加速フォイルを  $Al15\mu m$  と固定し、保護層として  $Au$  を用いたショットを厚さを変化させておこなった。 $Au$  保護層  $1\mu m$  では保護しきれなかったプローブ光が、 $10\mu m$  では最後まで残存した。

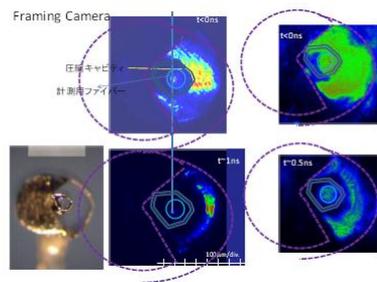


このことから、 $1\mu m$  と  $10\mu m$  の間にプロー

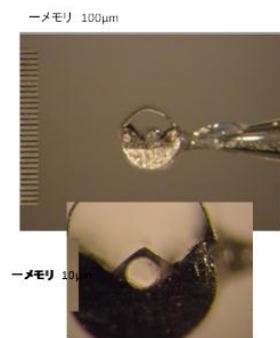
ブ保護のための閾値が存在することが確認された。しかし、Au の表皮厚みは $7.8\mu\text{m}$  と浅く、磁場を遮蔽してしまうため、ファイバー側で磁場の測定ができない。そこで、保護層として高抵抗素材を用いることで、表皮厚みを深く、かつ同程度の質量

による保護が可能となる。今回はNiCr を使用することでこの問題を解決した。次に加速フォイルについても、レーザー強度の不均一性からの欠損を防止するため、耐熱性の高い素材が必要となった。加速フォイルにはTi を使用することでAl の2800 度の融点からTi3600 度まで耐熱性を引き上げられる。このターゲットモデルで圧縮が均一におこなわれているかどうかを確認する必要が出てきた。

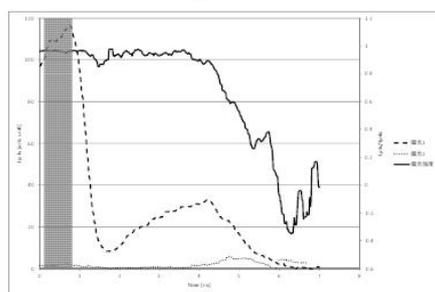
図3.5 左は圧縮をおこなう前のターゲットの断面の写真で、測定系に組み込み、プローブ光を通したものを図3.5 中央に示す。圧縮前は、磁場空間部、測定用ファイバーともプローブ光が全体に通っている。さらに、激光XII 号によるアブレーションショット中のフレーミングカメラによるターゲット断面の観測結果も図3.5 にしめされる。外側のフォイルがアブレーション圧力により内側へ押しされ、また、内側の保護層も輻射により膨張することで磁場空間が狭められている様子が見られる。この像からターゲットは径方向に均一に圧縮されており、フォイルの欠損による形状の歪みが見られないことが実証されたため、磁場発生実験に移る。



次に、プローブ光のファラデー回転を計測し、圧縮された磁場の大きさを計算する。図3.6, 図3.7 はターゲットとその時のプローブ光の強度変化を表している。



(a) ターゲット

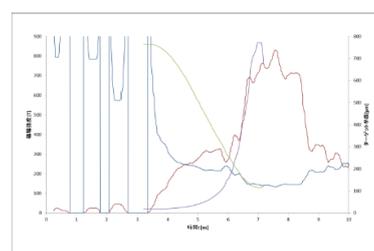


図において、破線及び点線はターゲットを通したプローブ光の強度を各偏光ごとに取ったものである。また、偏光強度比 $I_p - I_s / I_p + I_s$  を実線で表した。アブレーションレーザーのタイミングはそれぞれの図において影になっている部分の境界にあたる。アブレーション圧縮が始まると、一方の偏光の強度は大きく減少する様子が見られる。また、その後偏光強度比が複数回の振動的な変化を伴いながら減少していった。

ここで、この偏光強度比の振動的な変化について検証した。アブレーションによるターゲットの圧縮はシミュレーション通りなら4ns 程度の時間が必要であり、このように1ns 程度の短時間での変化から磁場を見積もるのは難しい。そこで、ターゲットの形状を図3.10(a) のようにし、種磁場を印加する空間を広く取

ることとした。大まかな計算ではあるが、空間部分を大きく取ることにより、と、大きな磁場圧縮率が期待できる。図3.10(b)は、この大きな断面積を持ったターゲットでのそれぞれの偏光及びその強度比である。図3.6, 3.7と同様、1ns程度の細かい周期のほか、およそ4nsかけての大きな変動がある。これはシミュレーションと比較しても適当な変動であり、レーザーアブレーションによる圧縮磁場として見積もるのに妥当だと考えた。1ns程度の細かい時間での振動は、アブレーションレーザーによる加速フォイルからの衝撃波によるものと推測される。この衝撃波は、固定部であるSUSにも反射し、二次、三次と複合的な状態になり、何度も変化しているように見えている。また、ターゲットの個体差から、石英ファイバーと保護層の間の距離が短いと、二次輻射等の影響で、保護層がないときと同様にプローブ光が遮られてしまうということも確認された。この偏光強度比の遷移から、レーザータイミングである3nsから7.5nsまで空間部分のアブレーション圧縮が続き、そこで強められた磁場のマクスウェル応力がアブレーション圧力を超え、ターンアラウンドと呼ばれる、空間部の膨張が始まる。それを示すように7.5ns以降の偏光強度比は反転させたような変化を示している。ファイバーのヴェルデ定数を $2.92 \text{ }^\circ/\text{T}\cdot\text{cm}$ とし、アブレーションレーザーの照射径0.5mmがそのまま圧縮されたと仮定すると、磁場強度は817Tに相当する。磁場強度の時間変化は図のようになっている。圧縮終盤ではアブレーション圧力とマクスウェル応力の差が小さくなることや、プラズマ密度が高くなることによる圧縮速度の減速から、磁場変化が小さくなる様子も確認できた。ここで、HYADESシミュレ

ーションとの、磁場強度の時間変化、ターゲット半径の時間変化について比較する。図3.12に、両者の比較を示す。圧縮初期では実験のほうが圧縮が早く進行しているが、最終圧縮率並びに最高磁場強度はほぼ設計通りにおこなわれている。初期での不一致には、加速フォイルのアブレーションプラズマのばらつき、ターゲットの拡大化によるレーザー照射面の効率等が挙げられる。



#### 参考文献

- [1] U. Wagner, M. Tatarakis, A. Gopal, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, R. G. Evans, M. G. Haines, S. P. D. Mangles, P. A. Norreys, M.-S. Wei, M. Zepf, and K. Krushelnick: Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas, *Phys. Rev. E* 70, 026401 (2004)
- [2] O. Portugall, N. Puhlmann, H.-U. Miller, M. Barczewski, I. Stolpe and M. von Ortenberg: Megagauss magnetic field generation in single-turn coils: new frontiers for scientific experiments, *J. Phys. D* 32 (1999) 2354
- [3] A. I. Bykov et al.: *Physica B* 294-295 (2001) 574
- [5] O. V. Gotchev, P.Y. Chang, J. P. Knauer, D. D. Meyerhofer, O. Polomarov, J. Frenje, C. K. Li, M. J.-E. Manuel, R. D. Petrasso, J. R. Rygg, F. H. Se'guin, and R. Betti: Laser-Driven Magnetic-Flux Compression in High-Energy-Density Plasmas, *Phys. Rev. Lett.* 103, 215004 (2009)
- [6] 三浦登: 強磁場の発生と応用, 共立出版(2008)