

外部種光及び磁場印加による
プラズマ軟X線光源の偏光制御

長谷川登

電気通信大学 情報理工学研究科

博士(工学)の学位申請論文

2014年6月

外部種光及び磁場印加による
プラズマ軟X線光源の偏光制御

博士論文審査委員会

主査 米田 仁紀 教授

委員 渡辺 信一 教授

委員 渡辺 昌良 教授

委員 桂川 眞幸 教授

委員 中村 信行 准教授

著作権所有者

長谷川登

2014年6月

Polarization control of the plasma soft x-ray laser by using the seed light and the external magnetic field.

Noboru Hasegawa

Abstract

The polarized light sources are powerful tools for the analysis of the state of materials. Especially, the interaction of the light and materials are quite strong in the wavelength of the soft x-rays, therefore the polarized soft x-ray is most suitable for the probe source for the inspection of the material surface and absorption spectroscopy. However in the wavelength of the soft x-rays, the polarization control has been obtained only in some synchrotron facilities and it is a challenging subject because the refractive index for the material is almost 1.0 and the transmission optics are not available. In this study, we proposed new methods of the polarization control of the plasma soft x-ray laser (SXRL) that can be generated by the laser system of the laboratory scale. The constitution of this paper is as follows.

Chapter 1. The characteristics of the soft x-rays and the present state for the polarization control in the wavelength of soft x-rays are introduced. The generation of the SXRL and its peripheral technology used in this study are explained.

Chapter 2. We consider the atomic process of the SXRL to discuss the methods of the polarization control. The SXRL has three degenerated polarization components, *i.e.*, left-handed circular (σ'), linear (π) and right-handed circular polarization (σ). The soft x-ray seed light injection technique using the high-order harmonic light and the Zeeman splitting using the effect of the enhancement of the external magnetic field under the grazing incident pumping scheme (GRIP) are considered to extract the linear and circular polarization components of the SXRL, respectively.

Chapter 3. The high-order harmonic light of Ti:sapphire laser which has a linear polarization was used for the seed light of the SXRL in the wavelength of 26.9 nm and 13.9 nm. The polarization of the seeded SXRL was supposed to become linear because the characteristics of it were equivalent to the seed light.

Chapter 4. The external magnetic field of 15 T was applied to the SXRL medium to separate the right and left handed circular polarization components by the Zeeman effect. The apparent separation of each polarization components was observed in the wavelength of 18.9 nm by the effect of enhancement of the magnetic field by the ponderomotive force of the pump laser.

Chapter 5. Summary. We have succeeded to generate the polarization controlled SXRL using the seed light and the external magnetic field. These methods are suitable for the GRIP SXRL generated by Ti:sapphire laser that is operated with high repetition rate. Therefore the polarized SXRL is expected as the probe source for the applications such as a circular dichroism measurement and ellipsometry.

外部種光及び磁場印加によるプラズマ軟X線光源の偏光制御

長谷川登

概要

偏光分光や偏光解析は、物質の状態を観測、同定する上で重要な手法であるが、軟X線領域では、良質な偏光子及び位相子がほとんど存在しないため、新しい偏光制御の手法が望まれている。軟X線は、光と物質の相互作用が最も強い波長領域の光であり、そのため物質変化に対して高い感度が期待できる。更に、表面を強調した計測も期待されているが、現在では大型シンクロトロン放射光施設で一部行われているのにすぎない状況である。本論文は、実験室規模のレーザー装置で生成可能なプラズマ軟X線レーザー媒質を用いた偏光の制御された新しいコヒーレント軟X線光源の開発についての研究であり、この波長領域での応用を目的としたものとなっている。本論文の構成は以下のようになっている。

第一章では、軟X線領域での偏光制御の現状とその問題点、さらに現在行われている、もしくは期待されている偏光した軟X線を用いた応用研究について総括している。また、本論文で偏光制御の対象としたプラズマを用いた軟X線レーザーとその周辺技術についてまとめている。

第二章では、プラズマ軟X線レーザーの偏光制御手法を検討するために、その原子過程や現在の偏光特性の評価を行っている。さらに本論文で提案している外部種光及び外部磁場を用いた偏光制御の具体的な実験手法やその実現性についての検討を行っている。

第三章では、赤外線領域の偏光素子により偏光の制御が可能であるチタンサファイアレーザーからの高次高調波を種光として、軟X線レーザー媒質に導入及び増幅を行う事で直線偏光を持つ軟X線レーザーの発生を試みている。ネオン様マンガン（波長 26.9 nm）、ニッケル様銀（波長 13.9 nm）の二種類の軟X線レーザー媒質を対象として、それぞれの増幅特性及び得られた軟X線レーザーの特性についての議論を行っている。

第四章では、プラズマ軟X線レーザーが原子過程において有している偏光成分（ π , σ , σ' 光）のうち、特に左右の円偏光成分（ σ , σ' 光）を、外部から加えた強磁場によるゼーマン効果を利用する事で選択的に抽出する事を試みている。本方式用に開発したパルス磁場発生装置及び、プラズマ中での磁場の圧縮を発生させるための励起レーザーの光学配置を組み合わせる事により、従来では実現の難しかった軟X線領域におけるゼーマン分離を可能とし、左右の円偏光成分の抽出が可能である事を実証している。

本研究では、実験室規模の装置で運用可能なプラズマ軟X線レーザーに外部種光源及び外部磁場を導入する事により、従来大型施設でのみ可能であった軟X線領域の偏光した光の発生が可能である事を実証した。本研究で実証した偏光制御手法は、現在主流となりつつある 1 J 級のチタンサファイアレーザーを用いた小型高繰り返しプラズマ軟X線レーザーにも適用が可能であり、円偏光二色性計測、エリプソメトリ等の応用研究用の光源としての実用化が期待される。

目次

| | |
|---|-----------|
| 1 章. 序論 | 1 |
| 1.1. 軟X線の偏光制御 | 2 |
| 1.1.1. 偏光とは | 2 |
| 1.1.2. 偏光の制御 | 3 |
| 1.1.3. 短波長領域での光学素子及び偏光制御の現状 | 3 |
| 1.1.4. 軟X線の特徴 | 7 |
| 1.1.5. 偏光制御された軟X線の応用 | 8 |
| 1.1.6. 本研究の目的 | 9 |
| 1.2. 軟X線領域における光源 | 10 |
| 1.2.1. インコヒーレント光源 | 10 |
| 1.2.2. コヒーレント光源 | 11 |
| 1.3. プラズマ軟X線レーザーについて | 12 |
| 1.3.1. プラズマ軟X線レーザーの開発過程 | 14 |
| 1.3.2. プラズマ軟X線レーザーの発生 | 15 |
| (1) 過渡利得電子衝突励起方式(TCE: Transient Collisional Excitation) | 15 |
| (2) 励起レーザーシステム | 16 |
| (3) 直入射励起方式プラズマ軟X線レーザー | 17 |
| (4) 斜入射励起方式プラズマ軟X線レーザー | 18 |
| (5) 軟X線用平面結像型小型斜入射分光器 | 20 |
| (6) 軟X線用高波長分解能斜入射分光器 | 22 |
| 1.4. プラズマ軟X線レーザーの偏光状態 | 27 |
| 1 章 参考文献 | 28 |
| | |
| 2 章. プラズマ軟X線レーザーの偏光制御 | 36 |
| 2.1. 原子過程を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光制御 | 37 |
| 2.2. 偏光した外部種光の導入（シーディング）によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御 | 38 |
| 2.2.1. 偏光制御のために必要な種光と軟X線増幅媒質の性質 | 38 |
| 2.2.2. 軟X線レーザーの種光に適した軟X線源の選定 | 39 |
| (1) プラズマ軟X線レーザーを種光とする場合 | 40 |
| (2) 高次高調波を種光とする場合 | 41 |
| 2.2.3. 過渡利得励起方式プラズマ軟X線レーザー媒質の偏光特性 | 42 |

| | |
|--|-----------|
| 2.3. ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光分離 | 43 |
| 2.3.1. 軟X線ゼーマンレーザー | 43 |
| 2.3.2. プラズマ中の磁場の圧縮機構を利用した軟X線ゼーマンレーザー | 45 |
| 2章 参考文献 | 48 |
| 3章. 高次高調波の導入によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御 | 52 |
| 3.1. 概要 | 53 |
| 3.2. 高次高調波発生の原理、及びプラズマ軟X線レーザー媒質の選定 | 54 |
| 3.3. ネオン様マンガン軟X線レーザー(26.9 nm)への高次高調波の導入 | 56 |
| 3.3.1. ASEモードでのネオン様マンガン軟X線レーザーの特性 | 56 |
| 3.3.2. Ti:Sapphireレーザーを用いたシード光(第29次高調波)の発生 | 60 |
| 3.3.3. 高次高調波を導入したネオン様マンガン軟X線レーザー | 63 |
| (1) 空間プロファイルの改善 | 64 |
| (2) 増幅率の時間変化の計測及びシミュレーションとの比較 | 65 |
| (3) 予想される偏光状態 | 68 |
| 3.4. ニッケル様銀軟X線レーザー(13.9 nm)への高次高調波の導入 | 68 |
| 3.4.1. ASEモードにおけるニッケル様銀軟X線レーザー媒質の特性 | 68 |
| 3.4.2. Ti:Sapphireレーザーを用いたシード光(第57次高調波)の発生 | 71 |
| 3.4.3. 高次高調波を導入したニッケル様銀軟X線レーザー | 72 |
| 3.5. 高次高調波を種光とした軟X線レーザーの改善点 | 74 |
| 3.6. 3章の結論 | 75 |
| 3.7. 付録 | 76 |
| 3.7.1. プラズマ軟X線レーザーの飽和強度の見積り | 76 |
| 3.7.2. 周波数フィルターによる時間コヒーレント化 | 77 |
| 3章 参考文献 | 80 |
| 4章. ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光成分の分離 | 84 |
| 4.1. 概要 | 85 |
| 4.2. 斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟X線レーザー | 86 |
| 4.3. 斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟X線レーザーにおける磁場圧縮機構 | 87 |
| 4.3.1. 磁束の凍り付き現象について | 87 |
| 4.3.2. 励起レーザー吸収時に生成される衝撃波による圧縮効果 | 88 |
| 4.3.3. 励起レーザーのポンデロモータティブ力による圧縮効果 | 89 |

| | |
|--------------------------------------|------------|
| 4. 4. ゼーマン効果を利用した円偏光軟X線レーザーのための強磁場発生 | 93 |
| 4. 4. 1. 磁場発生装置の概略 | 93 |
| 4. 4. 2. 仕様の最適化 | 94 |
| 4. 4. 3. パルスパワー電磁石の製作と動作試験 | 98 |
| 4. 4. 4. パルス磁場の計測 | 105 |
| 4. 4. 5. 付録1：磁場計測における同期信号について | 110 |
| 4. 4. 6. 付録2：計測の時間精度について | 111 |
| 4. 4. 7. 付録3：コイル内部に導体が設置された場合の磁場強度 | 112 |
| 4. 5. 磁場圧縮効果が無視できる条件下でのゼーマン効果 | 113 |
| 4. 5. 1. ナノ秒レーザー励起軟X線源 | 113 |
| 4. 5. 2. ナノ秒レーザー励起軟X線源におけるゼーマン効果 | 115 |
| 4. 6. ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光成分の分離 | 119 |
| 4. 6. 1. スペクトルの分離量から見積もられる磁場強度の空間分布 | 120 |
| 4. 6. 2. 左右の円偏光の比率 | 122 |
| 4. 7. 4章の結論 | 123 |
| 4章 参考文献 | 124 |
| | |
| 5章. 結論 | 126 |
| | |
| 謝辞 | 127 |
| 関連論文 | 128 |
| 研究業績 | 128 |
| 著者略歴 | 135 |

1 章. 序論

| | |
|--|----|
| 1. 1. 軟 X 線の偏光制御 | 2 |
| 1. 1. 1. 偏光とは | 2 |
| 1. 1. 2. 偏光の制御 | 3 |
| 1. 1. 3. 短波長領域での光学素子及び偏光制御の現状 | 3 |
| 1. 1. 4. 軟 X 線の特徴 | 7 |
| 1. 1. 5. 偏光制御された軟 X 線の応用 | 8 |
| 1. 1. 6. 本研究の目的 | 9 |
| 1. 2. 軟 X 線領域における光源 | 10 |
| 1. 2. 1. インコヒーレント光源 | 10 |
| 1. 2. 2. コヒーレント光源 | 11 |
| 1. 3. プラズマ軟 X 線レーザーについて | 12 |
| 1. 3. 1. プラズマ軟 X 線レーザーの開発過程 | 14 |
| 1. 3. 2. プラズマ軟 X 線レーザーの発生 | 15 |
| (1) 過渡利得電子衝突励起方式 (TCE: Transient Collisional Excitation) | 15 |
| (2) 励起レーザーシステム | 16 |
| (3) 直入射励起方式プラズマ軟 X 線レーザー | 17 |
| (4) 斜入射励起方式プラズマ軟 X 線レーザー | 18 |
| (5) 軟 X 線用平面結像型小型斜入射分光器 | 20 |
| (6) 軟 X 線用高波長分解能斜入射分光器 | 22 |
| 1. 4. プラズマ軟 X 線レーザーの偏光状態 | 27 |
| 1 章 参考文献 | 28 |

1.1. 軟X線の偏光制御

1.1.1. 偏光とは

偏光は、電磁波の一種である光の最も基本的な性質の一つである。電磁波の電場ベクトルは、振幅 E 、角速度 ω (波長 λ 、速度 c)、位相 ϕ に加えて、電場の振動方向で記述される。物質と光の相互作用では、多くの場合、物質中の電子が光電場により振動する事が起点となるため、電場の振動方向は相互作用において極めて重要なパラメータとなる。光の進行方向に対する電場の振動方向は図 1.1-1(a) に示したように常に垂直方向を向いている (横波) が、その振動方向は垂直面内 (xy 面) であらゆる方向をとり得る。偏光は、この電場の振動方向を示すパラメータであり、その方向が揃っている状態を「偏光している」と称し、「無偏光」とは全ての振動方向を均一に含んでいる状態を指す。偏光状態は、電場ベクトルの方向の時間変化により直線偏光、円偏光、楕円偏光に区分され、電場ベクトルを E_x 、 E_y 成分に分解する事により、その違いを記述できる (図 1.1-1(b)~(d))。直線偏光では、電場ベクトルは常に同一の方向で調和振動をしている。円偏光では、電場ベクトルは円周上を時間経過と共に移動しており、この時の E_x 、 E_y には $\pi/2$ もしくは $-\pi/2$ の位相差が付いている。位相差が+の場合と-の場合では電場ベクトルの回転方向が逆転し、これを「左回り円偏光」「右回り円偏光」と称する。位相差が任意の値を取る事により、円偏光は任意の楕円偏光を取り得る。また位相差が 0 の場合には電場ベクトルは回転せず振動する、つまりは直線偏光となる。従って、直線偏光、円偏光は楕円偏光の一状態であると言える。

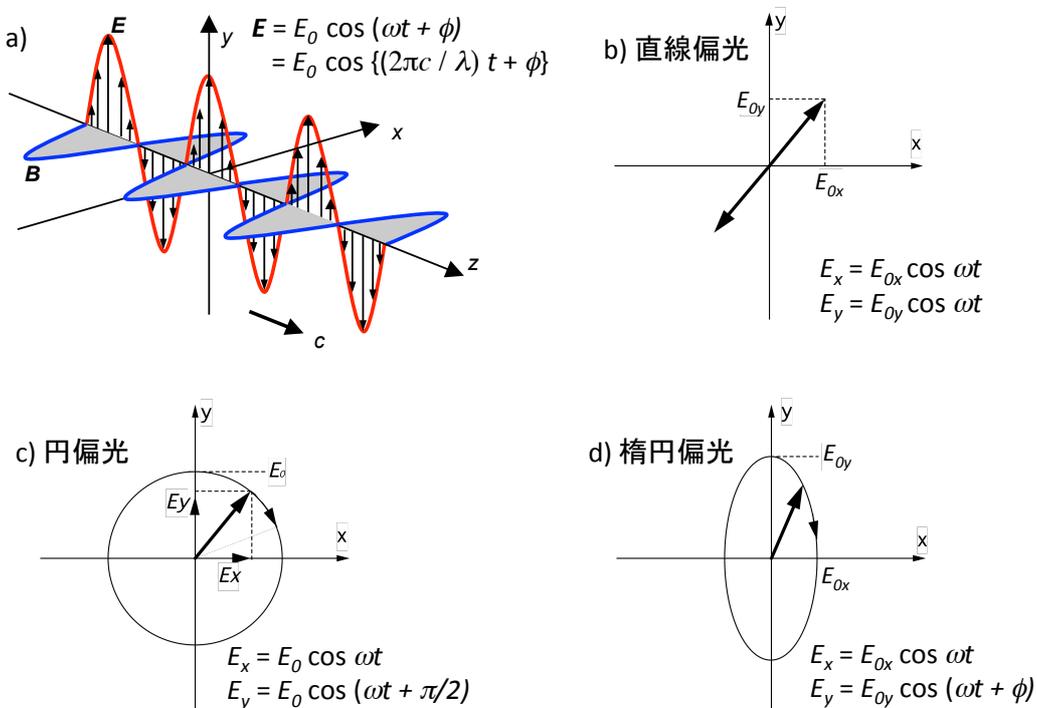


図 1.1-1) 電磁波の振動方向と偏光状態の例

1.1.2. 偏光の制御

自然界に存在する光は基本的に無偏光の光であり、偏光した光を抽出する為の光学素子を「偏光子」、偏光した光の偏光状態を制御するために特定の偏光成分の位相を変化させる素子を「位相子」と称する。偏光子及び位相子は、図 1.1-2 に示したいくつかの原理によって作用する。

(a) ブリュースター角：屈折率 n の物質に入射角 θ で入射した光が $\tan\theta = n$ を満たす角度。反射面と平行な偏光(S 偏光)のみが境界で反射され、S 偏光と垂直な偏光(P 偏光)は透過する。

(b) 二色性：配向した高分子を透過する際に、配向方向の偏光成分を強く吸収する現象。

(c) 複屈折：偏光方向により屈折率が異なる現象（方解石、石英、等で発生する）。

ブリュースター角もしくは二色性を利用する事で無偏光な光から特定の方向の偏光成分を抽出し、直線偏光とする事が出来る。複屈折は、偏光方向に対して光の屈折率が変化する現象であり、これは、特定の偏光方向の位相を遅らせることが可能である事を意味する。先に述べた通り、偏光状態は互いに直行した偏光成分 E_x 、 E_y の位相の差で表される事から、これを利用する事で偏光状態を制御する事が可能である。位相を $\pi/2$ ($=\lambda/4$) 遅らせる位相子を 1/4 波長板と言い、直線偏光を円偏光に、円偏光を直線偏光に変換する事ができる。同様に位相を π ($=\lambda/2$) 遅らせる位相子を 1/2 波長板と言い、直線偏光の偏光方向を回転させる事ができる。この様に偏光子と位相子を組み合わせる事により、無偏光の光からあらゆる偏光状態を生成する事が可能となる。

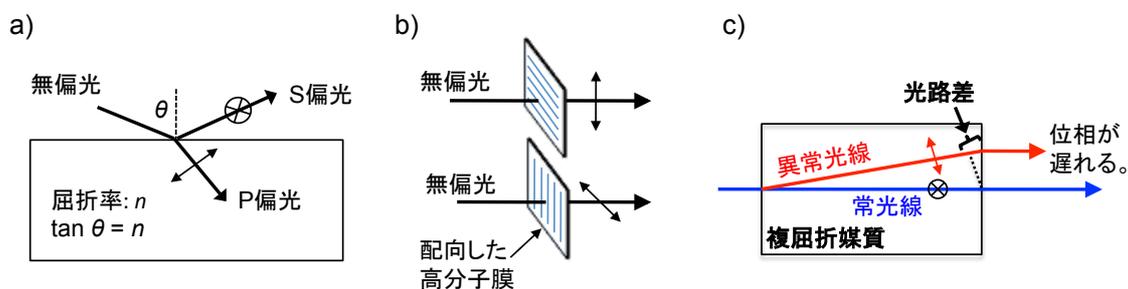


図 1.1-2) 偏光制御の原理

1.1.3. 短波長領域での光学素子及び偏光制御の現状

前節で述べた偏光子、位相子は主に屈折現象を利用する為、波長依存性が非常に強い[1, 2]。可視領域の光では偏光子、位相子共に透過型、反射型で使用可能であり、偏光の制御方法は確立しているが、短波長領域では物質の光に対する屈折率が 1 に近く、かつ吸収も無視できない為、屈折、反射方式共に使用可能な光学素子は著しく制限される。硬 X 線領域では波長 (λ) が雲母 ((002) 面、 $2d=19.84 \text{ \AA}$)、シリコン ((111) 面、 $2d=6.271 \text{ \AA}$)、ダイヤモンド ((001) 面、 $2d=3.567 \text{ \AA}$) 等の結晶の格子面間隔 (d) と近くなる[3]為、ブラッグ条件 ($\lambda = 2d \sin\theta$, θ は射入射角) による反射、回折を利用した光学素子の使用が可能である[4]。吸収のある物質の屈折率は、屈折率 n と吸収の度合いを表す消衰係数 k を用いて複素屈折率 ($m = n - ik$) として記述される。図 1.1-3

に、例として Si と Mo に対する屈折率 n と消衰係数 k を示した [2, 5]。光子のエネルギーが 1 keV を越える領域では、 k が小さく（吸収が小さく）なる為、透過型の光学素子の製作も可能である。更にブラッグ角近傍では複屈折と同様に偏光に対する位相差が生じる為、位相子の製作が可能であり、硬 X 線領域でも偏光の制御は可能である [2, 6]。

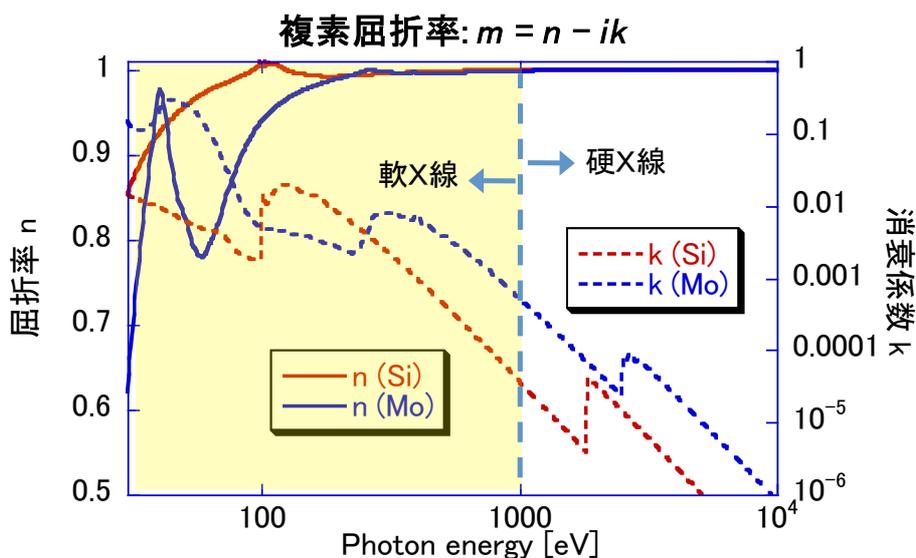


図 1.1-3) 短波長領域における屈折率(n)、消衰係数(k)。

一方、中間の波長域である軟 X 線領域（光子のエネルギーが 1 keV 以下）では波長が結晶の格子面間隔と比較して長い為、ブラッグ条件が成立せず、結晶を光学素子として使用する事は不可能であるが、いくつかの実用的な光学素子も存在する。その一つとしては、原子番号の高い金属を高精度（1 nm 以下の表面粗さ）に研磨した基板上にコーティングした反射素子が挙げられる。入射光を極端な斜入射にする事により軟 X 線領域においても高い反射率を得る事が可能であり（図 1.1-4, [2, 7]）、これを利用する事で結像光学系を構成する事が可能である。図 1.1-5(a) に、短波長光源を利用する際の標準的な光学配置である Kirkpatrick-Baez (K-B) 配置 [8] を示す。K-B 配置では、互いに直交する方向の像を、直交に配置した 2 枚の球面鏡（円筒鏡、楕円筒鏡でも可）により像転送を行う。2 枚の球面鏡の曲率と入射角を調整する事により Horizontal, Vertical 成分の像点の (z 方向の) 位置を一致させる事が可能である。K-B 配置は反射率の波長に対する依存性が小さい為、波長可変光源の集光、分光等に良く用いられるが、光学部品及び装置全体が大型化する事、大きさ及び広がり角のある光源に対しては収差の影響が無視できないという問題も存在する。

図 1.1-5 (b)、(c)に K-B 配置結像光学系による像転送の一例を示す。光源を最大広がり角 1.5 mrad の点光源とし、光線追跡により結像位置でのプロファイルを実算した結果（ミラーの調整精度は 0.01 deg）、Horizontal 方向 33 μm 、Vertical 方向 26 μm の集光が得られており、射入射角の大きい（直入射に近い）方が良好な集光が得られる事が分かる。

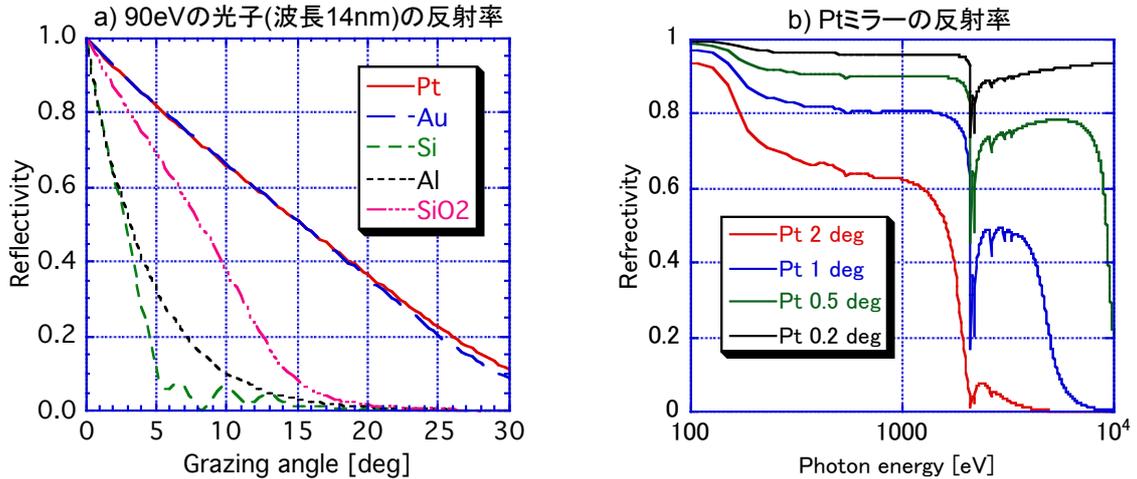


図 1.1-4 (a) 軟 X 線（波長 14 nm, 90 eV）に対するミラーの反射率の斜入射角度依存性。(b) 白金コートミラーの反射率の光子エネルギー依存性

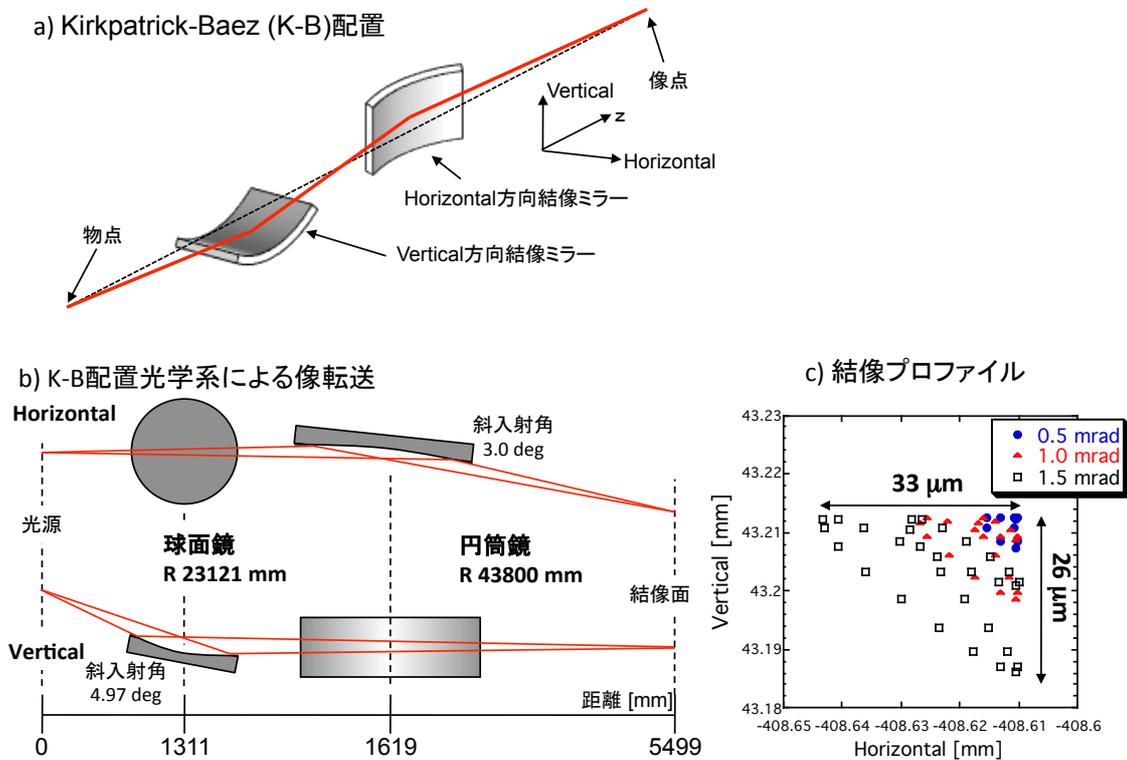


図 1.1-5) 軟 X 線結像用光学配置 (K-B 配置)

収差の問題の解決手法の一つとして、複数の物質を組み合わせる人工的にブラッグ条件を作り出す多層膜反射鏡が波長 5 ~ 30 nm において開発されている。軟X線領域では屈折率は 1 に近くなるが、相対的に屈折率の差が大きい物質の組み合わせが存在し(代表的な例としては Mo と Si、図 1.1-3)、これらを交互に積層し、各界面からの反射光を干渉させることで、図 1.1-6(a)に示したように特定の波長と入射角に対して高い反射率を得る事が可能である[2, 9]。各層の厚みを制御する事で入射角と波長の制御が可能である。図 1.1-4(b)に各層の厚みを 10.4 nm とした Mo/Si 多層膜反射鏡(積層数 40)における 45° 入射の場合の反射率の波長依存性に関する計算結果を示す。S 偏光入射の場合では、理想的(ラフネス等を見無視)には 70%程度の反射率が得られる。波長と入射角が固定される用途においては、収差の影響の少ない像転送光学系を組む事が可能であるため、EUV(Extreme Ultra Violet)リソグラフィ、X線顕微鏡等[10, 11]の応用に適している。多層膜反射鏡では、入射の偏光方向に対する反射率の依存性が大きく特に S 偏光を選択的に反射するため、消光比 10 : 1 程度の反射型の偏光子としても機能する。複数回反射させる事により消光比を向上させる事も可能であるが、1 回の反射率が最大でも 70%程度であるため、その場合利用可能な光子数が減少してしまう。従って、軟X線領域においても有る程度の直線偏光の光を抽出する事は可能であるが、前述したように物質に対する屈折率が小さく、かつ透過率も低い為、位相子の製作は困難であり、偏光制御の観点ではほとんど未踏の領域であると言える。

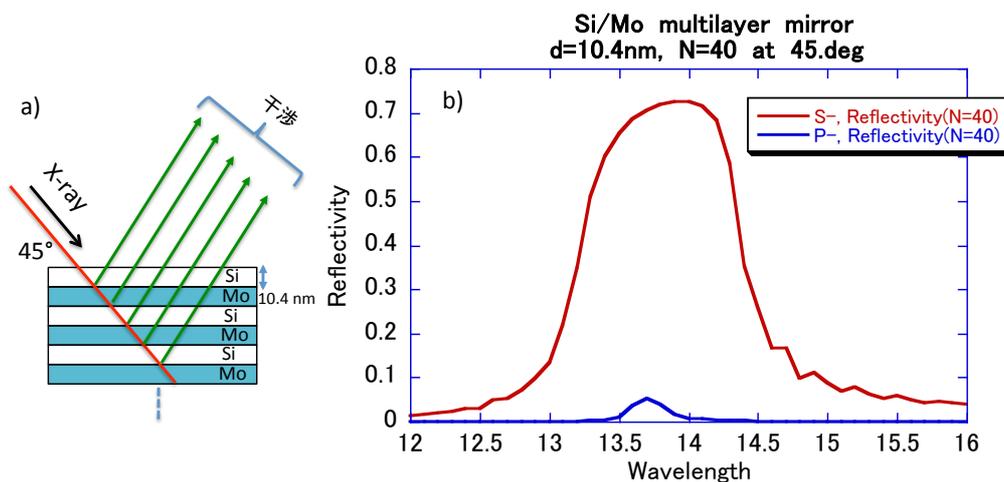
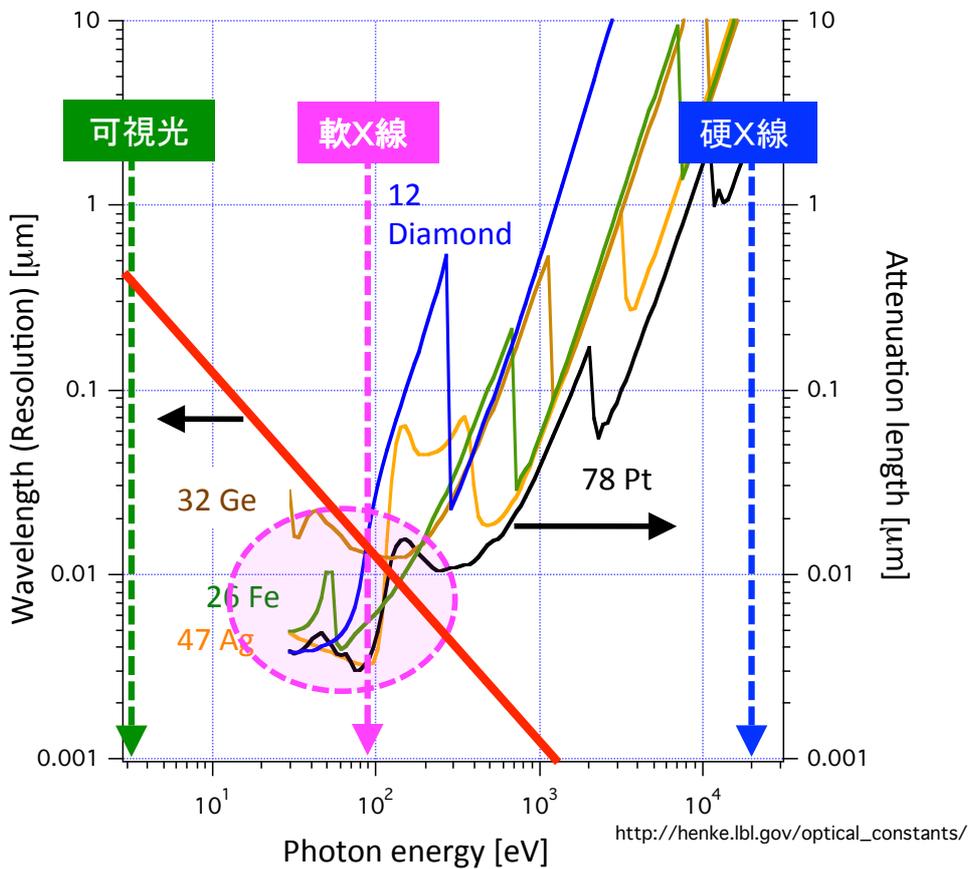


図 1.1-6) (a) 軟X線用 Mo/Si 多層膜反射鏡の概念。(b) S, P 偏光の軟X線に対する Mo/Si 多層膜反射鏡(45°入射用)の反射率。

1.1.4. 軟X線の特徴

軟X線領域では使用可能な光学素子が制限され、偏光制御の面で発展が遅れている反面、物質に対する吸収が強く、浸入長が短いため、相互作用を物質表面に限定する事が可能であり、更に可視光よりも波長が短いため空間分解能が高いと言う優れた特性を持つ (図 1.1-7, [2, 12])。従って軟X線は、表面検査[13-17]、表面加工[18-20]、吸収分光[21, 22]等の応用に対して魅力的な光源である。図 1.1-8(a), (b)は、フェムト秒レーザーを Pt 表面に照射した際の固体(液体)面のアブレーション過程を軟X線(89 eV)干渉計測によりピコ秒の時間分解能と2ナノメートルの深さ方向分解能で観測した一例である[14]。図 1.1-8(c)は、軟X線(89 eV)を金属表面に照射した際に生成された、特異的な表面構造の電子顕微鏡像である[18]。これらは、軟X線が表面と特異的に相互作用する事を活かした応用例である。



| 軟X線の特徴 | 利点 | 応用 |
|--------------|-------------|---------|
| 吸収が強い | 感度が高い | 吸収分光 |
| 硬X線よりも浸入長が短い | 表面と選択的に相互作用 | 表面観察、加工 |
| 可視光よりも波長が短い | 空間分解能が高い | 微細観察、加工 |

図 1.1-7) 軟X線の特徴と利点。

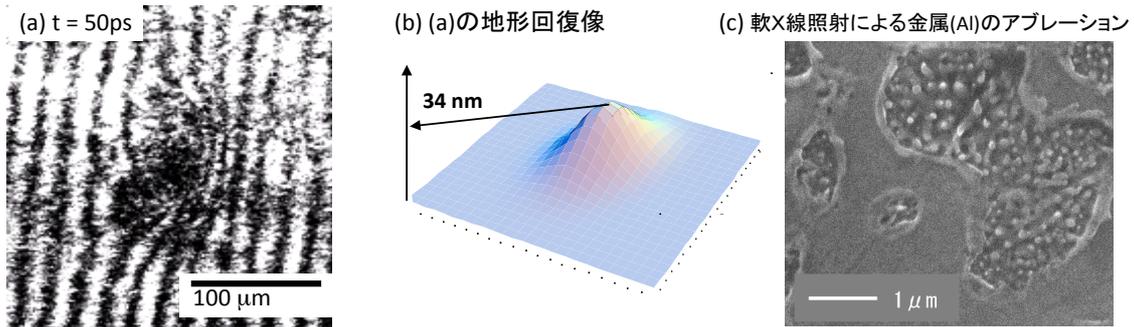


図 1.1-8 軟 X 線の応用例。(a), (b) 軟 X 線干渉計を用いた、金属(Pt)表面のフェムト秒レーザーアブレーション過程の時間分解観察 [14]。(c) 軟 X 線の照射で生じる特異的な表面構造（鮫肌構造） [18]。

1. 1. 5. 偏光制御された軟 X 線の応用

偏光の制御された光の応用は、他の波長域においては、エリプソメトリ [23]、円偏光二色性計測 [4]、波長以下のスケールの微細加工 [24, 25] (図 1. 1-9(a))、偏光状態によるアブレーションの制御 [26, 27] (図 1. 1-9(b), (c))、等として実施されており、軟 X 線においても偏光の制御が望まれている。

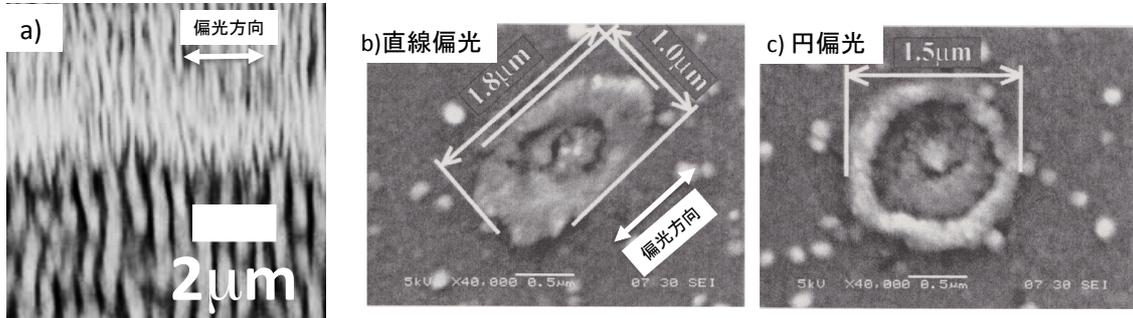


図 1.1-9 偏光した光（フェムト秒チタンファイアレーザー）による特異的な加工の例。(a) 照射光の偏光方向と垂直方向に生じた、波長以下のスケールのグレーティング構造 [20]。直線偏光(b)、円偏光(c)によるアブレーション痕の比較例 [26]。

特に計測用の光源としての偏光軟 X 線は重要である。エリプソメトリは、直線偏光した光を物質に入射し、反射光の偏光状態から物質の光学定数（屈折率、消衰係数等）を計測する手法である。図 1.1-10(a)に、ポンプ・プローブ軟 X 線反射像計測によるフェムト秒レーザーアブレーション過程の観測（図 1.1-8(a)から干渉計部分を除いた計測）の一例を示した [17]。この計測では、照射強度の弱い領域（周縁部）において、表面のナノメートル級の面粗さの成長に伴い軟 X 線の反射率が徐々に低下していく様子が捉えられている。軟 X 線反射像及び干渉計測では表面形状の

物理的な変化を観測しているが、これにエリプソメトリを組み合わせる事で過渡的に状態(相状態、イオン化価数等)が変化する現象の光学定数の計測が可能となり、アブレーション、光誘起相転移[28, 29]等の高速現象の詳細なプロセスの観測が可能となる(図 1.1-10(b))。円偏光二色性計測は、左右の円偏光の吸収の差により光学異性体の検知を行う手法である。波長 200 nm 以下の軟X線は軽元素から構成される高分子に対して共鳴的な吸収が起こりやすく、特に生体内のアミノ酸は軟X線領域で円偏光二色性を強く示す事が予測されている(図 1.1-11(a), [30])。L 体、D 体の光学異性体のうち、D 体は生体に対して害となるため、この判別は極めて重要である。軟X線による円偏光二色性計測を行う事で立体構造の高精度な判定が可能となる事が期待される。

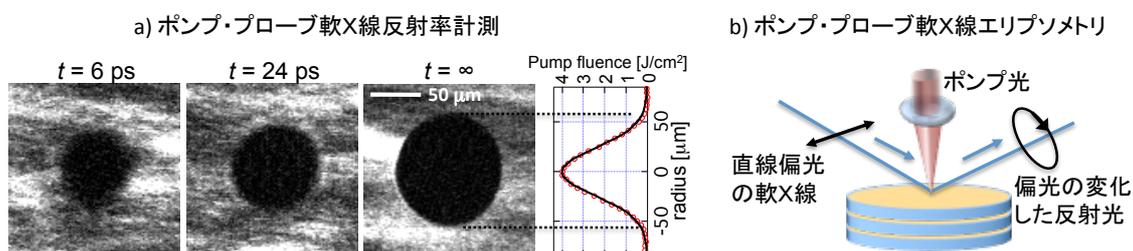


図 1.1-10) (a) ポンプ・プローブ軟X線反射率計測によるフェムト秒レーザーアブレーション過程の計測例(サンプルは Pt) [17]。(b) 偏光した軟X線を用いたポンプ・プローブ軟X線エリプソメトリ。

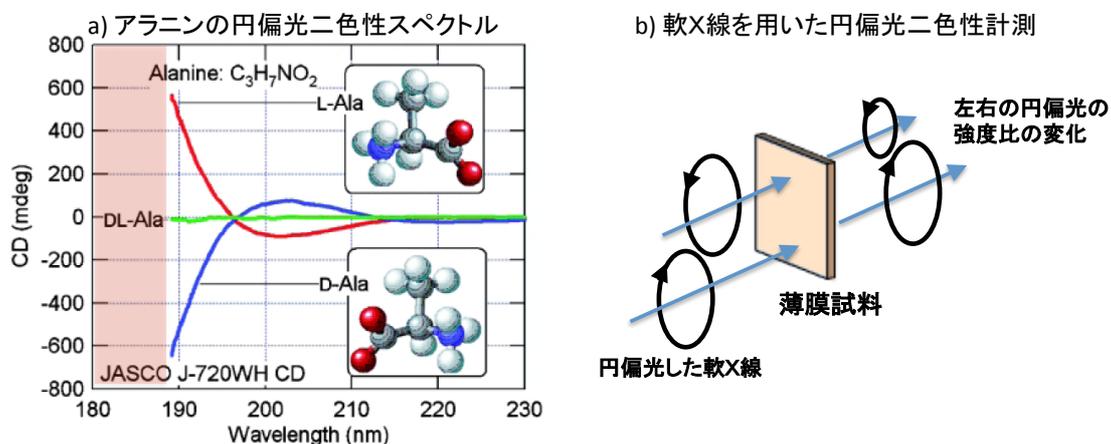


図 1.1-11) (a) アラニン(アミノ酸の一種)の円偏光二色性スペクトル[30]。ハッチ部は未踏の領域。(b) 軟X線による薄膜試料の円偏光二色性計測。

1.1.6. 本研究の目的

本研究では、光学素子の使用が制限されているために偏光の制御性に乏しかった軟X線について、その発生の原理に立ち戻り、光源が本来有している偏光性に着目する事で偏光制御の方法を提案すると共に、その実証実験を行うことを目的とする。

1. 2. 軟X線領域における光源

空気による吸収が強い波長200 nmから0.2 nm程度の波長域の光は、真空紫外光(VUV: Vacuum Ultra Violet)もしくは極端紫外光(EUV: Extreme Ultra Violet)と呼ばれ、その中でも特に波長数十 nm以下の領域は軟X線と称される。この波長域における主な光源としては、シンクロトロン放射光、レーザープラズマ放射線源、X線自由電子レーザー(XFEL: X-ray Free Electron Laser)、高次高調波(HHG: High-order Harmonic Generation)、プラズマ軟X線レーザー(SXRL: Soft X-Ray Laser)等が挙げられる。表1. 2-1 にそれぞれの光源の代表的な性能を示す[31-35]。偏光状態は発生過程に依存している。これらを生成方式で分類した場合、シンクロトロン放射光とレーザー励起光源に分類される。レーザー励起光源では一般に実験室規模のレーザーが用いられるため、装置としては比較的小型化が可能である。光の応用を考える際に、「偏光」と並んで重要な要素として「コヒーレンス」が挙げられる。コヒーレントな光とは「電磁波の位相が揃っている状態の光」を指す。空間コヒーレンスは電磁波の進行方向に対して垂直な面(波面)での位相の揃い具合を指し、完全な空間コヒーレント光では空間プロファイルはガウス分布となり、理想的な集光(フーリエ変換)を行った場合、回折限界まで集光する事が可能である。時間コヒーレンスは電磁波の進行方向に対しての位相の揃い具合を指し、完全な時間コヒーレント光は周波数空間の強度分布がガウス分布となり、時間プロファイルはフーリエ限界パルス(パルス幅[s] x 帯域幅[Hz] ~ 0.441)となる。従って、コヒーレンスの高い光では、微小な時間&空間にエネルギーを集中する事が可能であり、精度の高い応用が可能となる。インコヒーレントな光であっても、限られた空間幅、周波数幅内では位相のズレが小さい場合もあり、その場合は部分コヒーレント光と呼ばれる。これは、空間幅、周波数幅を制限する事でコヒーレント化が可能である事も示している[3. 7. 2. 節を参照]。本節では、励起源、コヒーレンス、偏光に注目して、小型高輝度かつ偏光した軟X線源の実現に適した方式の選択を行う。

1. 2. 1. インコヒーレント光源

インコヒーレントな軟X線光源としては、シンクロトロン放射光、レーザープラズマ放射線源が挙げられる。これらは、放射の元になる電子の位相が揃っていない為、放射の位相も複数存在する。シンクロトロン放射光は、電子ビームを磁場(Bending magnet)によりその軌道を曲げた際に生じる逆制動放射を利用した物である。電子ビームは一定の時間帯に集中するように配列する(バンチ化)ことで発生する光の時間当りの輝度を高めると共に、時間幅を狭めている。逆制動放射は連続した波長を有しているため、分光器を通す事で任意の波長を利用する事が可能である。現在は、Bending magnetを小型化、連装化し、電子ビームを蛇行させることで多数回の逆制動放射を発生させるアンジュレータ方式が主流となり、日本のSpring-8等、各国で運用されている。放射光施設で発生する光は基本的に直線偏光した光であるが、近年、アンジュレータの配置を工

夫する事により、位相子の使用が困難な波長140 nm以下の円偏光の光を生成する事に成功しており、円偏光二色性計測への応用も開始されている[21, 22, 30]。一方で、レーザー励起による放射線源は、実験室規模の装置での運用が可能である事から、小型化、高効率化に重点を置いて開発が行われている。レーザー励起プラズマ放射線源は、物質に高強度のレーザーを点集光し、局所的なエネルギーの注入を行う事でプラズマを発生させ、プラズマからの自発光を利用する。適当な物質、レーザーの強度を選択する事により、多くの輝線スペクトルもしくは連続したスペクトルを発生させる事が可能である。特に高密度プラズマでは、オパシティが高く最大数%程度の高い発光効率が期待できる事から、次世代の半導体加工技術であるEUVリソグラフィ用の光源として半導体メーカーを中心に開発が進められている[36-38]。プラズマは高温高密度であるため指向性に乏しく、一般には無偏光であるとされる。輝線の種類によっては偏光した光の発生が原理的に可能である[39]が、その実現には至っていない。

1.2.2. コヒーレント光源

コヒーレントな軟X線光源としては、X線自由電子レーザー(FEL:X-ray Free Electron Laser)、高次高調波(HHG:High-order Harmonic Generation)、プラズマ軟X線レーザー(SXRL:Soft X-ray laser)が挙げられる。X線自由電子レーザーは、先に挙げたアンジュレータを長大化させる事により発生する。アンジュレータから発生した光の電場がアンジュレータ内を伝搬する電子に影響を与える事で、徐々に逆制動放射光の位相が揃っていき(位相にフィードバックが掛かる)、最終的にコヒーレントな光が得られる。アンジュレータの磁場強度、電子ビームのエネルギーの設定により、波長を変更する事も可能である。アメリカのLCLS[40]、ドイツのFLASH[41]、日本の理化学研究所のSACLA等、国家プロジェクトとして開発が進められており、SACLAでは1 ps以下のパルス幅で1 mJ近いエネルギーが得られており、次世代放射光源として近年運用が開始されている[34]。一方で、高次高調波は可視・近赤外レーザーを希ガス中に照射し、光電場によりトンネリオン化した自由電子を光電場により振動させる事で波長変換を行う現象である[42]。波長変換の一種であるため、変換元になるレーザー(基本波)の特性に応じて高い時間・空間コヒーレンスが期待できる。理化学研究所ではチタンサファイアレーザーの27次高調波(29.6 nm)で0.3 μ J の出力を得ており[43]、59次(13.5 nm)でも数十 nJ 程度の出力が得られている[44]。発生過程で光電場による電子の振動を利用している為、高次高調波の偏光は直線偏光(円偏光の生成は不可能)であり、基本波の偏光方向を変える事で高次高調波の偏光の方向を制御する事が可能である。プラズマ軟X線レーザーはレーザープラズマ放射線源の一種であるが、ロッド状に生成したプラズマ中で可視領域のレーザーと同様に反転分布を生成し、誘導放出によるレーザー発振を行う点を異にしている。これにより、比較的高い出力(波長13.9 nmで25 μ J/パルス)と時間・空間コヒーレンスを得る事ができる[45]。特に実験室規模の装置においては、パルス当りの

エネルギー、コヒーレント光子数が最も高く、かつピコ秒程度のパルス幅を有する事から、時間的にゆらぎのある系の瞬間撮影[16, 46, 47]、パラメトリック散乱、二光子励起等の非線形効果[48-50]などの計測に最適な光源である。プラズマを使用する為、レーザープラズマ放射線源と同様に偏光性に乏しいが、原子過程においては偏光した光の発生の可能性が秘められており、また若干の偏光性が観測された例も報告されている[51]。

本研究では、実験室規模の装置で高いコヒーレント光子数の生成が可能なプラズマ軟X線レーザーを対象に、その発生原理に立ち返る事で偏光の制御を試みる。

| | インコヒーレント光源 | | | コヒーレント光源 | | |
|--------------------|-------------|-----------|-----------|---------------------|------------------------|---------------------|
| | 偏向磁石 | アンジュレータ | プラズマ放射線源 | XFEL | HHG | Plasma SXRL |
| 励起源 | シンクロトロン | シンクロトロン | レーザー | シンクロトロン | レーザー | レーザー |
| 波長 [nm] | 0.001 ~ 100 | 0.01 ~ 10 | 0.1 ~ 100 | 0.1 ~ 60 | 4 ~ 100 | 4 ~ 40 |
| 波長可変性 | 連続 | 可変 | 線スペクトル、連続 | 可変 | 可変 | 線スペクトル |
| バンド幅 [%] | - | 1 | 0.1 | 0.08 | 1 ~ 0.02 | 0.01 |
| パルス幅 [ns] | 0.2 | 0.2 | < 2 | 10^{-4} | $10^{-4} \sim 10^{-1}$ | $10^{-3} \sim 3$ |
| フーリエ限界パルス幅 [fs] | - | - | - | < 10 | < 10 | ~ 400 |
| コヒーレント光子数 [/pulse] | - | - | - | $10^9 \sim 10^{12}$ | $10^7 \sim 10^9$ | $10^8 \sim 10^{11}$ |
| 偏光 | 直線 | 直線 or 円 | x | 直線 | 直線 | Δ |

表1.2-1) 各種軟X線光源の代表的なパラメータ

1.3. プラズマ軟X線レーザーについて

一般的なレーザーでは、媒質中に反転分布を生成し、自然放出により発生した光もしくは外部から導入された種光を誘導放出現象により増幅する事で位相の揃った光を生成する。レーザー発振の対象となる光子のエネルギー($h\nu$)は、反転分布の準位間のエネルギー差により決定される。軟X線レーザー媒質では、最外殻の1つの電子が励起される為、水素様イオンとして近似する事が可能である。水素様イオンのエネルギー準位(E_n)は、遮蔽定数を考慮した有効主量子数 n 、リドベルグ定数 $E_0 (= 13.6 \text{ eV})$ 、イオンの価数(有効核電荷: Z_{eff})を用いて、 $E_n = -E_0 Z_{eff}^2 / n^2$ と表せる[52]。従って、発振波長はイオンの価数の2乗に反比例するため、短波長レーザーの発生には媒質に多価イオン(プラズマ)を用いる事になる。高密度な多価イオンを生成するには局所的なエネルギーの注入が必要であるため、その生成にはナノ秒以下のパルス幅を持つレーザーが主に用いられる。図 1.3-1(a)~(c)にプラズマ軟X線レーザーを発生させる原子過程の分類を示す。励起レーザー照射時の加熱相で反転分布の生じる電子衝突励起方式(a)、レーザー照射後のプラズマの冷却に伴って反転分布の生じる再結合励起方式(b)、短パルスX線励起による内殻励起イオンを用いた方式(c)等が挙げられる[53, 54]。更に、それぞれについて、励起レーザーの照

射光学系の配置により、直入射励起方式[45] (1.3.2.(3)節を参照)、斜入射励起方式[55] (1.3.2.(4)節を参照)、同軸励起方式[56]に分類される。電子衝突励起方式によるネオン様、ニッケル様イオンを用いた軟X線レーザーの発振波長を図 1.3-1(d)に示す[53]。ネオン様、ニッケル様イオンは、原子核の周りに10個、ないしは28個の束縛電子を有するイオンを差す。これらのイオンは電子配列が閉殻構造であるため、イオン化価数の制御により基底準位のイオン密度を高める事が比較的容易であり、軟X線レーザー発振に適している。電子衝突励起方式はレーザーの照射条件により能動的にイオン化段階を制御可能であるため、プラズマ軟X線レーザー発生方法の主流となっており、本研究においてもこれを用いた。また、質量数 M の大きなイオンを用いる事から輻射のドップラー幅 ($\Delta\lambda/\lambda \propto M^{-1/2}$) が小さく、かつ増幅による線幅の狭窄化も発生する為、線幅が極めて狭いのもプラズマ軟X線レーザーの大きな特徴の一つである。

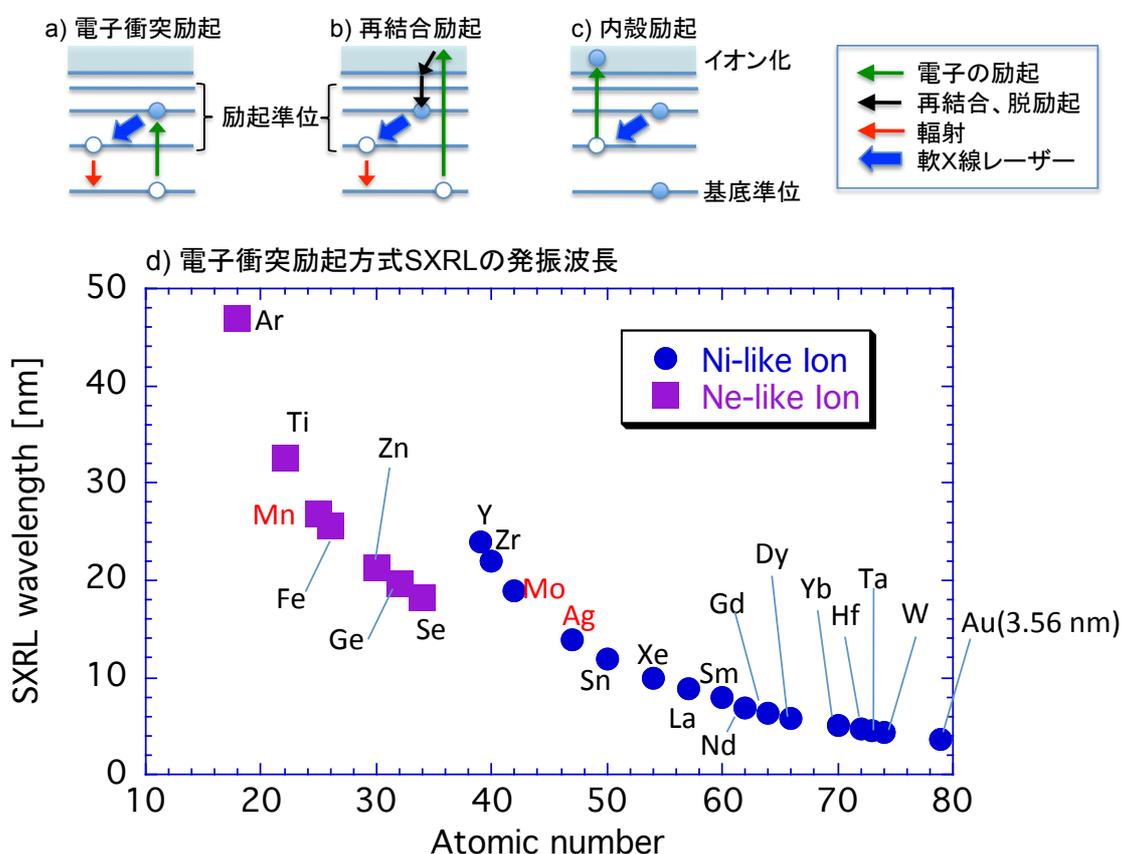


図 1.3-1) (a)~(c) プラズマ軟X線レーザー発生手法の分類。(d) ネオン様、ニッケル様イオンを用いた電子衝突励起型軟X線レーザーの発振波長[53]。赤字は本研究で用いた発振線。

1.3.1. プラズマ軟X線レーザーの開発過程

プラズマ軟X線レーザーの開発の歴史について、図 1.3-2 にまとめた。1964 年にソ連の L. I. Gudzenko らにより、水素プラズマを用いた再結合方式による最初の軟X線レーザー発振の提唱が行われた[57]。その約 20 年後の 1985 年にレーザー核融合用ドライバーレーザー（出力：6 kJ 程度）を励起源とした電子衝突励起方式による最初の発振が確認された[58, 59]。これ以降、大型レーザーを使用した電子衝突励起方式において、ターゲットの原子番号を増加させる事で波長 $3\sim 4$ nm 程度までの短波長化研究が進められてきた[53, 60-62]。1990 年代終わり頃にチャープパルス増幅法 (CPA: Chirped Pulse Amplification) [63]を用いた小型高出力レーザー技術と複数のパルス列 (pre-pulse 方式) を用いて、過渡的に高い利得を発生させる過渡利得電子衝突励起方式 (TCE: Transient Collisional Excitation) [64, 65]により 10 J 程度の励起レーザー光での発振が可能となった。近年では、励起レーザー光を斜めに入射させることで励起光とプラズマの相互作用長を増大させ、光の吸収効率を上げる斜入射励起方式 (GRIP: Grazing Incidence Pumping) [55]と呼ばれる方式[1.3.2. (4)節を参照]により数 J 程度のテーブルトップの CPA Ti:sapphire レーザーでも軟X線レーザーの発生も可能となった [66-68]。過渡利得電子衝突励起方式の軟X線レーザーは、1 μ J 以上の出力、10 ps 以下のパルス幅[69, 70]、空間コヒーレンス[71]、 $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-4}$ 程度の狭い線幅[72-74]というような優れた特徴を持っており、現在のプラズマ軟X線レーザーの主流となっている。

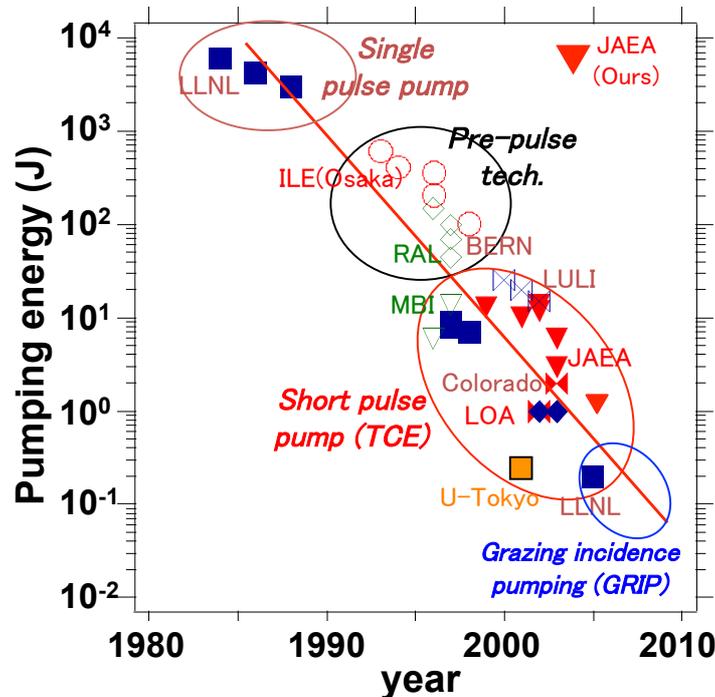


図 1.3-2) 軟X線レーザーの開発の歴史

1.3.2. プラズマ軟X線レーザーの発生

本節では、実際に軟X線レーザーを発生させるための方式及び実験について記す。

(1) 過渡利得電子衝突励起方式(TCE: Transient Collisional Excitation)

本研究では、波長 1053 nm、出力 10 J 程度の CPA 方式 Nd:Glass laser [75] を用いて、プリプラズマの電子温度を急激に上昇させ、短時間ではあるが過渡的に大きな利得を生成させることが可能な過渡利得電子衝突励起方式により軟X線レーザーの発生を行った。我々の研究室では、様々な物質をネオン様もしくはニッケル様までイオン化することで波長 8.8 nm ~ 46.9 nm の軟X線レーザーの発振に成功している [45, 76-78]。ニッケル様銀イオンを例に取り、実際の軟X線レーザー発生の詳細について記述する。図 1.3-3 に実験配置 (a)、発振に関わる準位 (b) を示す。励起レーザーは、プリパルス (パルス幅 ~ 400 ps) とメインパルス (パルス幅 ~ 4 ps) から構成される。プリパルスは固体の銀をイオン化する事によりプラズマを生成し、メインパルスの吸収率を向上させる働きをする。メインパルスはプリプラズマのイオン化をニッケル様まで進めると共にニッケル様イオンを励起し、反転分布を生成する。ニッケル様イオンの場合、基底準位は $3d^0$ であり、最外殻の 1 つの電子が励起され、反転分布の生成に寄与する。通常の励起過程では、準位間のミキシングにより電子温度で決まる平衡状態 (この場合下準位の方が密度が高くなる) に落ち着くため、反転分布は起こりえない。しかし $n = 4$ の準位に着目した場合、 $3d^0-3d^4p$ 間では放射による脱励起が起きる事に対して、 $3d^0-3d^4d$ 間は光学的禁則遷移であるため $3d^4d$ は他の準位よりも寿命が長くなる。このため、 $4d-4p$ 間で反転分布が形成される (図 1.3-3 (b))。また、この場合の反転分布の寿命は Z_{eff}^4 に比例して短くなる。 $h\nu \propto Z_{eff}^2$ であるから、反転分布の寿命は発振波長の 2 乗に比例して短くなる [79] (ニッケル様銀の場合で約 5 ps)。従って、波長が短い程、短パルス化が可能となる。励起された媒質からは等方的に光が放射されるが、軟X線レーザーでは、励起レーザーを線状に集光する事により、直径数十 μm 、長さ 5 mm 程度のロッド状の媒質を生成し、媒質の端から長尺方向に指数関数的に増幅しながら光が伝搬する事でビーム状の光を生成する。増幅の起点となる自発光を自然放出光 (SE: Spontaneous Emission)、増幅された自然放出光を ASE (Amplified Spontaneous Emission) と呼び、自然放出光を起点とする軟X線レーザーは ASE 軟X線レーザーと呼ばれる。プラズマ軟X線レーザーは増幅率が極めて高く (ニッケル様銀の場合で増幅係数が 35/cm。媒質長さ 5 mm の場合、小信号利得は $e^{17.5} \sim 4 \times 10^7$)、長さ 5 mm 程度の媒質でも飽和強度に達するため、基本的に共振器を必要とせず、軟X線レーザーの広がり角 (空間モード) は主に媒質の形状 (断面と長さのアスペクト比) で決定される。

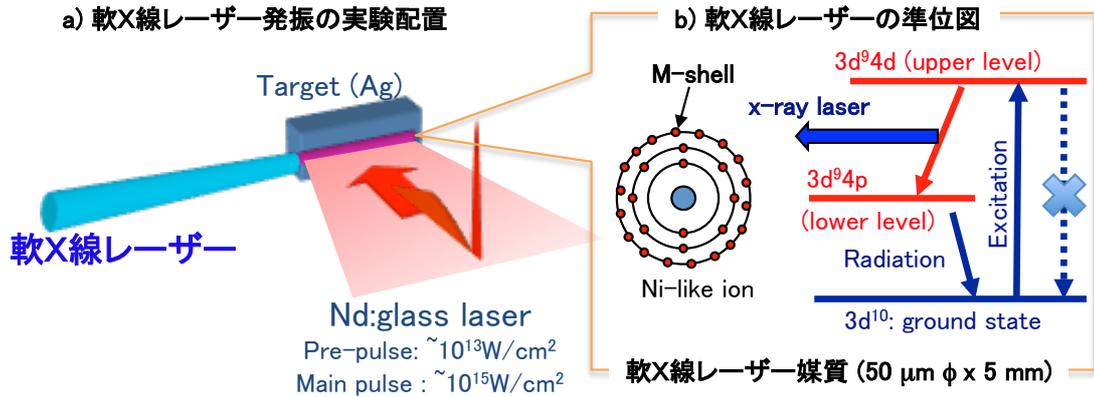


図 1.3-3) (a)軟 X 線レーザーの実験配置。(b)軟 X 線レーザーの準位図。

(2) 励起レーザーシステム

過渡利得電子衝突励起方式によるプラズマ軟 X 線レーザーでは、急激な加熱を行う為にピコ秒程度のパルス幅の励起レーザーを必要とする。本研究では励起光源として、パルス幅 10 ps 以下の CPA(Charped Pulse Amprificatiion)方式の Nd:Glass laser [75]を使用した。レーザーシステムの概略を図 1.3-4 に示す。Ti:Sapphire 結晶を用いた発振器から発生した光(波長 1053 nm, パルス幅 \sim 200 fs, 繰り返し数 80 MHz)をパルスストレッチャーによりパルス幅 0.5 ns 程度にストレッチし、繰り返し数 10 Hz の再生増幅器により数 mJ 程度まで増幅を行う。その後プリパルス生成器により、パルス間隔が数 ns 離れた 2 つのパルスを生成する。プリパルスはターゲットのイオン化を行うことで、メインパルスの吸収率を向上させる働きをする。また、パルス間隔を調整する事により、軟 X 線レーザー媒質の密度及び密度勾配の調整を行い、軟 X 線レーザーの発振の最適化を行う事が可能である。更にキセノンフラッシュランプ励起の直径 9 mm、25 mm、50 mm の Nd:glass ロッドからなる増幅システムに入力することで最大 20 J まで増幅を行う。Nd:glass ロッドアンプは 10 分間に 1 度程度のショット頻度に抑えることで、ロッドの動径方向の熱勾配による熱レンズ効果を抑制している。増幅後にパルスコンプレッサーによりパルス圧縮する事で、直径約 100 mm、パルス幅 10 ps 以下、エネルギー 10 J 以上の出力が得られる。

本システムには、80 MHz の外部同期信号(Tektronix 製 DTG5274 + DTGM20)により発振器レベルで同期した Ti:Sapphire laser(中心波長 775 ~ 810 nm, パルス幅 \sim 80 fs, エネルギー 10 mJ, 繰り返し数 10 Hz)が付随している。それぞれのレーザーの発振器には、Spectra-physics 製 Tsunami が用いられている。本発振器は共振器長の制御により外部信号(\sim 80 MHz)に対して位相をロックすることが可能である。Nd:Glass laser、Ti:Sapphire laser 間のジッターは、ストリークカメラ(浜松ホトニクス製 FESCA200)を用いて最大 3 ps と計測されている [80]。これは軟 X 線レーザーのパルス幅 [69, 70] よりも小さく、軟 X 線レーザーと赤外光を用いたポンプ・プローブ計測等を行う事が可能である。本研究では Ti:Sapphire laser は高次高調波の生成に使用した。

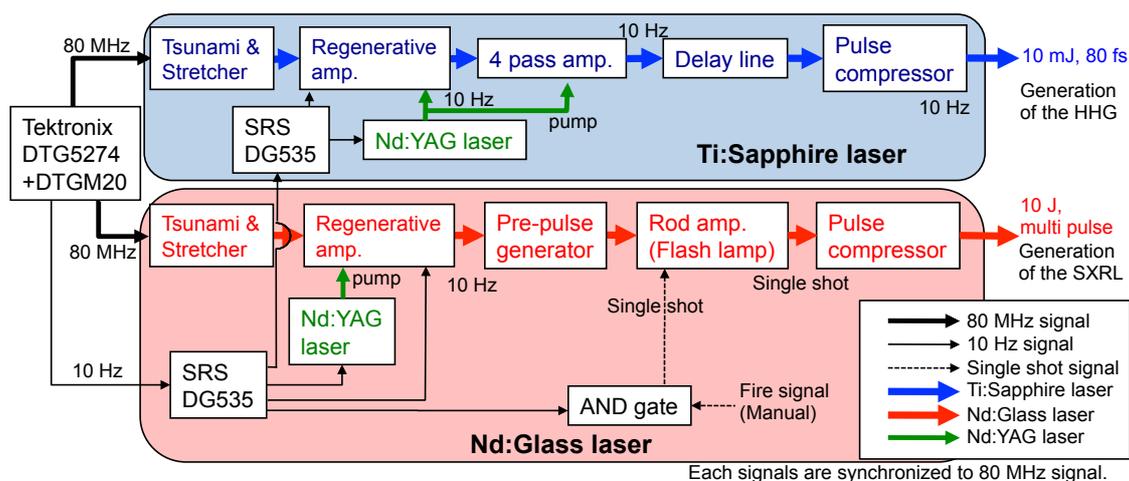


図 1.3-4) レーザーシステム全体の概略図。

(3) 直入射励起方式プラズマ軟X線レーザー

プラズマ軟X線レーザーは、線状に集光した励起レーザーを固体ターゲットに照射しロッド状の軟X線レーザー媒質を生成する事により発生する。励起光源としてピコ秒程度の超短パルスレーザーを使用する場合、レーザーを線状に集光する為の一般的な光学素子であるシリンドリカルレンズを使用する事が困難となる。これは超短パルスレーザーでは帯域幅が広く、かつ強度が高いため、色収差による集光性能の悪化、パルス幅の増大、媒質中の非線形効果等が生じるためである。従って図 1.3-5 に示したような反射素子を使用した線集光光学系を使用する。軸外し放物面鏡により Nd:glass レーザーを点集光(1st. focal point)し、その集光点を球面鏡によりターゲット上に像転送することで紙面垂直方向に集光を行う。球面鏡で像転送を行う際に入射角を 10 度程度とする事で意図的に収差を発生させ、紙面水平方向と垂直方向の集光位置をずらすことで長さ 5~6 mm、集光幅 25 μm 程度の線状の集光パターンを生成する。通常の軟X線レーザーは媒質の端で発生した自然放出光が媒質中を増幅されつつ伝搬する事で発生する(つまり媒質の両側から発生する)が、過渡利得電子衝突励起方式では利得の持続時間が数十 ps 以下と短く、媒質中を伝搬するために必要な時間(長さ 6 mm の媒質を伝搬するには 20 ps 掛かる)と同程度となる事から、進行波励起が必要となる。通常、線集光を行う場合、光は線集光の全ての場所でほぼ同時にターゲットに到達する。従って利得の発生するタイミングも同時となる。進行波励起では、線集光の両端でのターゲットへの到達時刻を線集光の長さに相当する時間分遅らせる事により、利得のピークの時間帯を効率的に使用する事を可能とする。本研究では、集光光学系に 6 ステップの階段ミラー(各段差は 600 μm)により階段状の疑似進行波を生成した。本方式で得られているニッケル様銀を用いた軟X線レーザーの諸元を図 1.3-6 に示す。波長 13.9 nmにおいて、パルス当り約 25 μJ の出力、発散角 5 ~ 10 mrad、パルス幅 約 7ps の軟X線レーザーが得られている[45]。

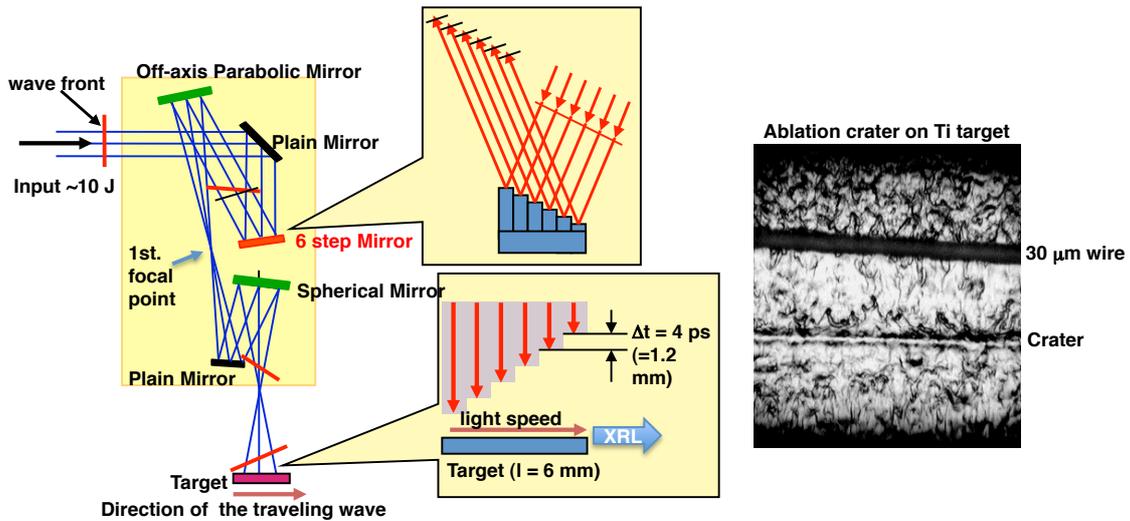


図 1.3-5) 直入射方式軟 X 線レーザー生成用の線集光光学系

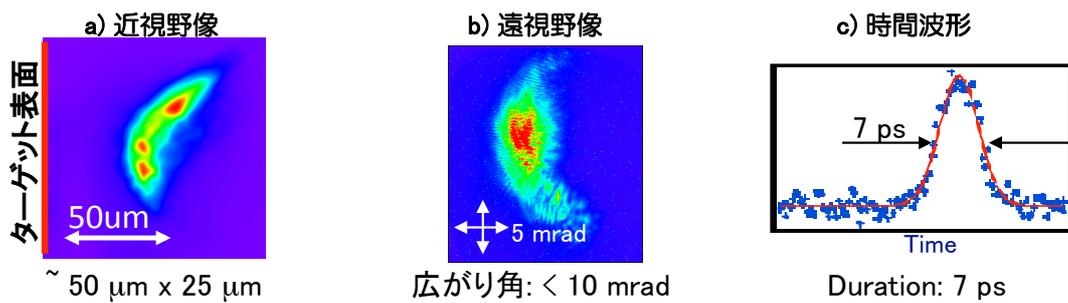


図 1.3-6) (a) ニッケル様銀軟 X 線レーザーの近視野像 (増幅媒質の断面)。 (b) 遠視野像 (ビームパターン)。 (c) 時間波形。

(4) 斜入射励起方式プラズマ軟 X 線レーザー

斜入射励起方式 (Grazing Incidence Pumping: GRIP) は、波長 12 nm 程度までの軟 X 線レーザー発生において、直入射励起方式と比較して複数の利点があり、励起レーザーの小型化が可能であることから、近年軟 X 線レーザー発生方式の主流になりつつある [55, 66-68]。

i) レーザーの吸収される領域の電子密度の制御が可能

軟 X 線レーザーの利得の発生する領域の電子密度は、図 1.3-7(a) に示した様に、イオン化価数の増大 (短波長になる) とともに上昇する。発振波長が 12 nm (価数+21, Sn) 程度の場合、利得領域の電子密度は励起レーザーの臨界密度 (n_{cr} : 波長 0.8 μm の場合、 $1.6 \times 10^{21}/\text{cm}^3$) よりも低いため、利得領域の加熱は間接的な物になる (図 1.3-7(b))。斜入射角 θ の斜入射にする事により、励起レーザーの浸入する電子密度の制御が可能となり ($n_{cr} \rightarrow n_{cr} \sin^2 \theta$)、利得領域の直接加熱が可能となる (図 1.3-7(c))。

ii) 励起光の実効的なパスが長くなる為に励起光の吸収量が増大する。

図 1.3-7(c) に示したように、斜入射方式では、励起レーザーはターゲット上を滑るように伝搬するため、レーザーが媒質中を通過する際の光路長が直入射方式と比較して長くなり、レーザーの吸収量が増大する。また、局所的に見た場合、集光プロファイルは線集光ではなく、点集光に近くなるため、低い照射エネルギーで高い照射強度が得られる（疑似的な軸励起）。

iii) 励起光の入射と軟X線レーザーの発振タイミングのマッチングが可能（進行波励起）。

斜入射励起方式では、励起レーザーがターゲットに到達するタイミングを入射角とビーム径によって制御する事が可能（進行波励起）であるため、効率的な利得の発生が可能である。

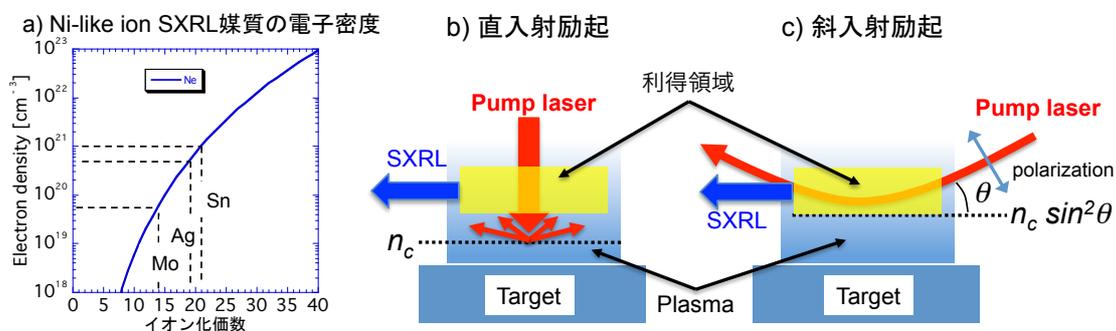


図 1.3-7) 斜入射励起方式による励起レーザーの吸収領域の電子密度の制御

斜入射励起光学系の概念を図 1.3-8 に示す。入射レーザーは集光鏡の法線方向から角度 θ で入射し、入射レーザー軸と平行に設置したターゲット上に照射される。この時、非点収差により、紙面垂直方向と水平方向の集光位置の差が生じる為、垂直方向に集光された位置(ターゲット表面)では集光が線状になる。更にレーザーの波面(図 1.3-8 中の赤線)が傾く事で、進行波が形成される。入射角とFナンバー(励起レーザービーム径&球面鏡の曲率)を調整することにより、線集光の長さ等のパラメータの制御が可能である。図 1.3-8 では線集光長 5 mm、集光幅 64 μm が得られている。進行波の精度については、ターゲットからの散乱光をストリークカメラにより計測し、光速の 95% (軟X線レーザーの進行よりも励起光が僅かに早くターゲットに到達する) という高い精度が得られている。本方式によるニッケル様モリブデン軟X線レーザー(波長 18.9 nm)については、後述する。

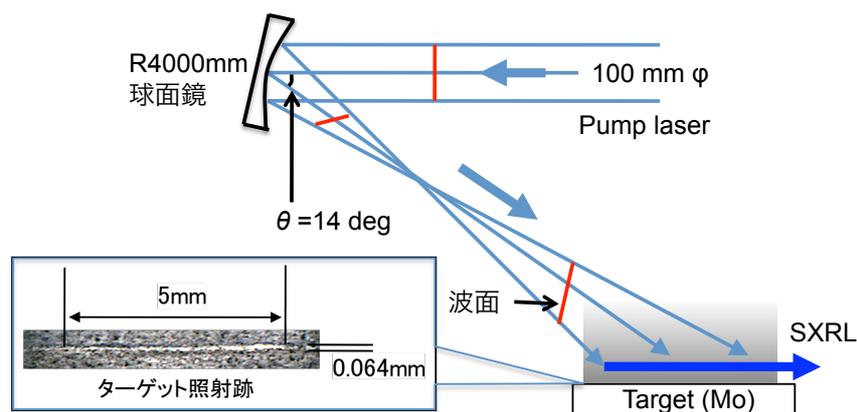


図 1.3-8) 斜入射励起光学系の配置及び照射痕

(5) 軟X線用平面結像型小型斜入射分光器

軟X線領域における分光器としては、回折格子を用いた斜入射分光器が一般的に用いられる。これは、金属コートされた光学部品を極端な射入射（本分光器では 3 deg 以下）で使用する事で広い波長領域（図 1.1-4 を参照）に渡り高い反射率が得られるためである。図 1.3-9 に本研究で使用した軟X線用平面結像型小型斜入射分光器の光学配置を示す[81]。本分光器は前置球面鏡、分光用スリット、平面結像型不等溝間隔凹面回折格子（日立製作所製:001-0437）、二次元検出器（CCDカメラ, Princeton:SXTE1024, pixel size 24 μm ）から構成される。前置鏡は、光源からの光をスリット上で波長分散方向に集光する事で、分光器の検出効率を向上させる働きをする。K-B 配置（図 1.1-5 を参照）とは異なり、空間方向には結像性能を持たない代わりに光源の広がり角を計測する事が可能である。分光器の空間方向の見込み立体角（約 20 mrad）は主にスリットで制限されており、光源の広がり角が見込み立体角以下であれば、光源の射出方向の計測も可能であるため、軟X線レーザーの様な指向性を有する光源を計測するのに特に有用である。通常の分光器に用いられる凹面回折格子では、ローランド円上に設置したスリットから入射された光は同じくローランド円上（曲面上）に結像するため、二次元検出器を用いて計測しても、特定の波長以外では分光像がぼけてしまうため、広い波長範囲を同時に計測する事は困難である。平面結像型不等溝間隔凹面回折格子は、図 1.3-9 に示したように、回折格子への入射角（回折格子の中心位置で 87 deg）に対して溝本数を変化させる（溝本数は、入射角の大きい側が少ない）事で、分光像が平面上に結像するように設計されている。これにより、波長 5 nm から 40 nm の内、最大 20 nm 程度の広い波長範囲を同時に計測する事が可能である。使用した回折格子の平均溝本数は 1200 本/mm であり、図中の配置における逆線分散は平均 0.875 nm/mm である。波長分解能 ($\lambda/\Delta\lambda$) は、幅 100 μm の分光用スリットを用いた場合で 100 程度である。なお、分光用スリットを 10 μm 以下とすることで、波長分解能を 500 程度まで向上させる事も可能であるが、検出効率は著しく減少する。

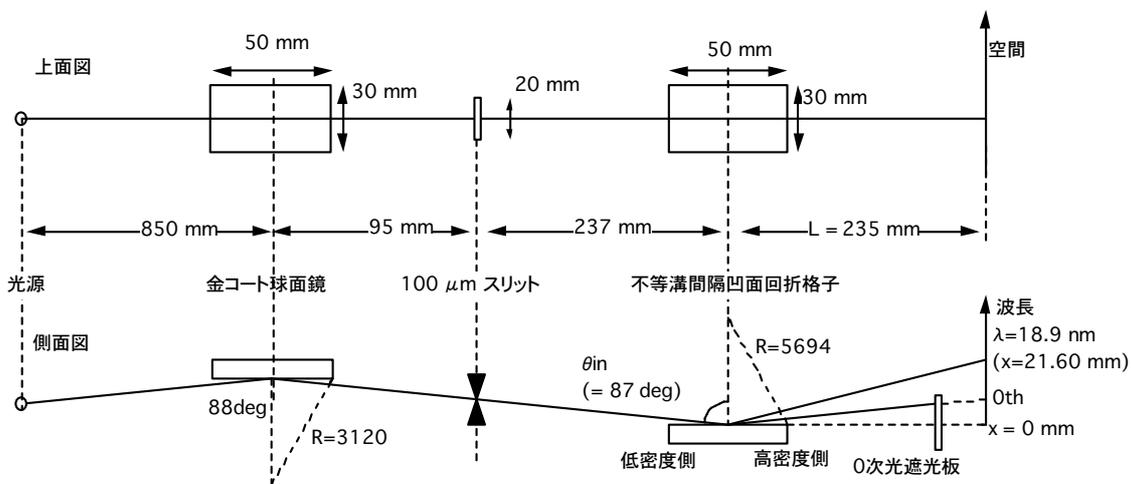


図 1.3-9) 軟 X 線用平面結像型小型斜入射分光器の光学配置

本分光器を用いて計測した斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟 X 線レーザーのスペクトルを図 1.3-10 に示す。励起条件はプリパルス(パルス幅 400 ps)とメインパルス(7 ps)のエネルギー比 1:4、パルス間隔 2 ns とした。斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟 X 線レーザーのエネルギーは約 0.5 μJ 、ビーム広がり角は約 4 mrad であった。

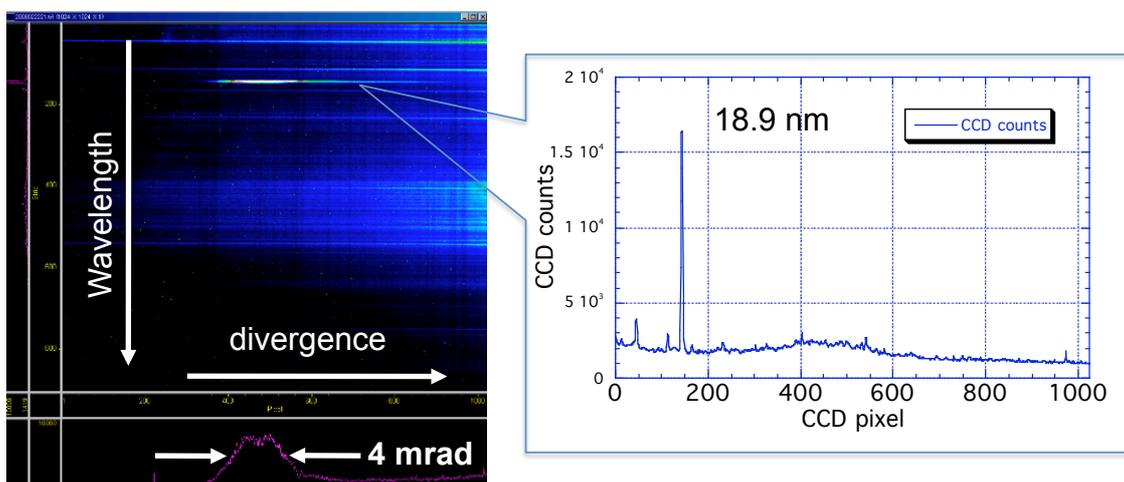


図 1.3-10) 斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟 X 線レーザー(18.9 nm)のスペクトル。

(6) 軟X線用高波長分解能斜入射分光器

プラズマ軟X線レーザーの特徴の一つに、線幅が極めて狭い事が挙げられる。完全にコヒーレントな光の線幅($\Delta\nu$, ν は周波数)と時間幅($\Delta\tau$)は、 $\Delta\nu \Delta\tau = 0.441$ の関係にあるため、線幅は時間コヒーレンスを示す重要なパラメータである。しかしながら、軟X線レーザーの線幅は $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$ である事が知られており、(5)に示したような全長 1 m 以下の小型分光器では計測は不可能である。高い波長分解能を得る為には「波長分散を高める」、即ち「回折格子の溝本数を増やす」又は「回折格子と検出器の距離を離す」事が第一に必要なが、波長分解能($\lambda/\Delta\lambda$) 10^4 以上の分光計測を行うには、それに加えて「①入射光が単色の場合、検出器(出口スリット)上で波長分散方向に集光される事(高い結像性能)」、「②全ての波長に対して①が成立する事(小さい色収差)」の二点を高い精度で満たす必要がある。また、光学部品自体の精度も重要であり、理想的な形状からのズレ(スロープエラー)の許容範囲は $0.1''$ ($\sim 0.5 \mu\text{rad}$)程度と極めて高い精度が要求される。軟X線領域において現状で最も高い波長分解能が得られる方式としては、放射光施設で多数使用されている SX700 型モノクロメータ(分解能 $\sim 10^4$) [82]にコリメータを増設したコリメート型モノクロメータ[83]が挙げられる(図 1.3-11)。入射光をトロイダル鏡(直交する2軸で異なる曲率を持つ球面鏡。K-B配置と同等の働きをする)により平行光とすることで、回折格子への入射角のばらつきを最小限に抑えると共に、波長分散方向における集光性能を改善している。波長のスキャンは、回折格子以降の光路が波長によって変化しないように、回折格子と平面鏡を連動して回転させる事で行い、その際には $0.1''$ ($\sim 0.5 \mu\text{rad}$)以下と極めて精度の高い制御を必要とする。ドイツの放射光施設 BESSY II のビームラインに設置されたコリメート型モノクロメータでは 64 eV の軟X線に対して $\lambda/\Delta\lambda = 10^5$ を達成している[83]。

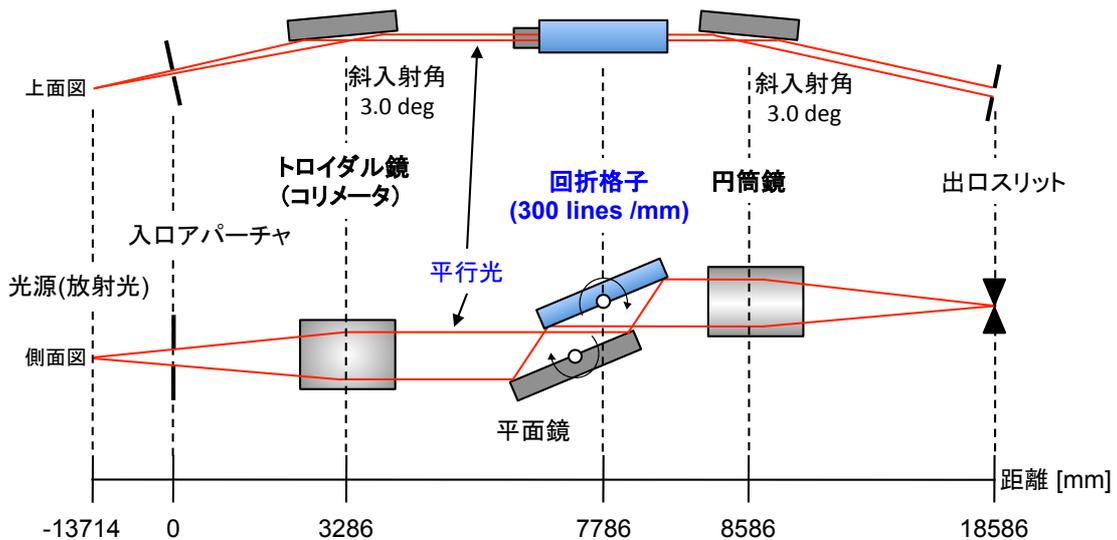


図 1.3-11) BESSY II に設置されたコリメート型モノクロメータ

コリメート型モノクロメータは極めて高い波長分解能が得られるが、高精度なコリメートとスペクトルのスキャンには安定で繰り返しが高い光源を必要とする為、放射光施設以外での使用が難しい。特に軟X線レーザーの様な 1 ショット当りの光子数を重視した光源では、(5)の様な 1 ショットで多波長を計測可能な分光器が必要となる。図 1.3-12 に、K-B 配置による像転送光学系と不等溝間隔回折格子を組み合わせた Hettrick 型分光器 HIREFS [84]の概略を示す。Hettrick 型分光器では、入口スリット上の像を球面鏡により検出器上に像転送することで、波長分散方向の集光を行う。固定されたスリットを有する為、コリメート型モノクロメータと比較して光源の変化の影響を受けにくい。回折格子への入射光はコリメートされないが、不等溝間隔回折格子を用いる事で波長分散方向の収差の低減とスペクトル像の平面上への結像を可能としている。これにより、小型（コリメート型の 1/3 以下）かつ高い波長分解能を有し、ネオン様セレンを用いた軟X線レーザー（波長 20.6 nm）の線幅 $\Delta\lambda/\lambda = 4.9 \times 10^{-5}$ の計測に成功している ($\lambda/\Delta\lambda > 2 \times 10^4$) [72]。本研究では、軟X線レーザーの線幅計測に十分な性能を有し、かつ比較的小型な本分光器を使用した。以下では、本分光器による軟X線レーザーの線幅計測、及び運用に関する注意点等について記述する。

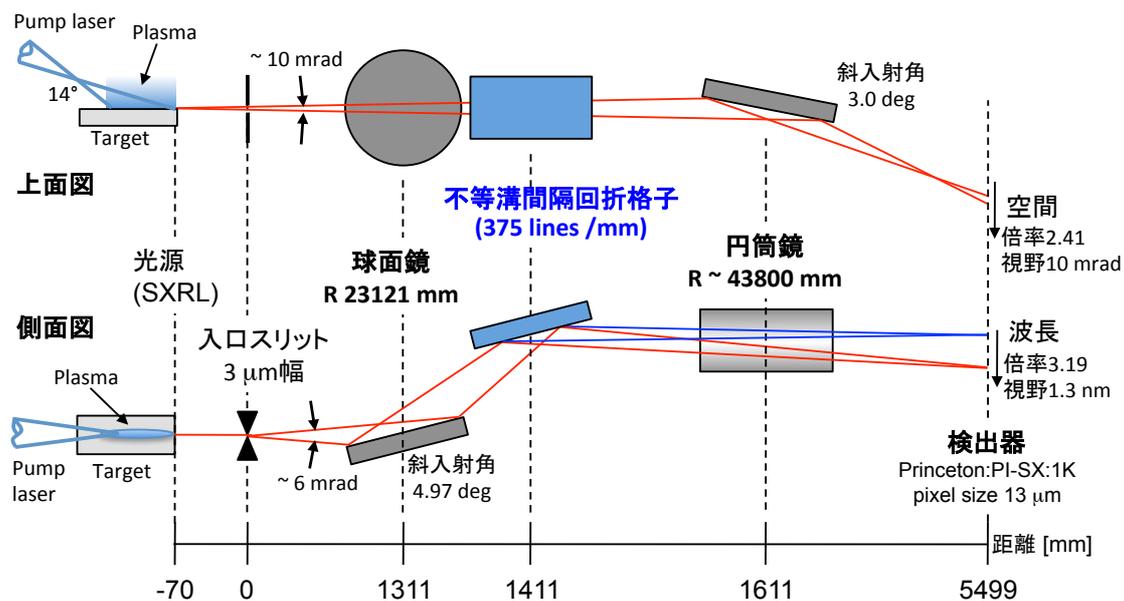


図 1.3-12) 本研究で用いた Hettrick 型分光器 HIREFS の光学配置

高波長分解能分光器では当然の事であるが極めて精度の高い調整を必要とする。Hettrick 型分光器では波長分散方向の像転送を行う球面鏡の調整が最も重要となる。球面鏡による結像は、以下の式で表される。

$$1/f_1 + 1/f_2 = 2/(R \cos\theta)$$

f_1 はスリットから球面鏡までの距離、 f_2 は鏡面鏡から受光面間での距離、 θ は球面鏡への入射角

(垂直入射を 0 とする)、 R は球面鏡の曲率半径を示す。それぞれの値は、 $f_1 = 1311$ mm、 $f_2 = 4188$ mm、 $\theta = 90 - 4.97 = 85.03$ deg、 $R = 23121$ mm であり、球面鏡の角度を微小に変化させる（ストロークは ± 0.1 deg）事で結像の調整が可能である。 f_2 を固定とした場合、球面鏡の振り幅 ± 0.1 deg により、結像の位置 (f_i) を ± 34 mm 調整する事が可能である。実際の軟 X 線の計測では、スペクトルの線幅が最小になるように球面鏡の角度を調整する。また、円筒鏡は薄い光学ガラス上に金を蒸着した物であり、曲率半径を連続的に調整する事が可能である。

像転送の倍率は波長分散方向 3.19 倍、空間方向 2.41 倍であり、 $3 \mu\text{m}$ 幅のスリット像は理想的には検出器上で $9.6 \mu\text{m}$ の大きさに結像する。本分光器の逆線分散は炭素の Balmer α 線 (18.219 nm)、ニッケル様モリブデン軟 X 線レーザー線 (18.895 nm) を用いて 0.0785 nm/mm と計測されており [74]、CCD カメラの 1 pixel (= $13 \mu\text{m}$) は 0.00102 nm に相当し、一画面 (1024 pixel) は、約 1.3 nm の波長範囲に相当する。理想的な結像性能が得られた場合、分解能は 0.0785 [nm/mm] $\times (13[\mu\text{m}]^2 + 9.6[\mu\text{m}]^2)^{1/2} = 0.00126$ nm ($\lambda / \Delta\lambda = 1.5 \times 10^4 @ \lambda = 18.9$ nm) となる。観測波長は回折格子の角度を変化させることで調整する。分光用スリットの設置位置は光源に近いほどに光量が増大するが、本研究では、軟 X 線レーザーの空間方向の広がり角の計測も考慮に入れて、ある程度軟 X 線レーザーの広がる位置（媒質の後方 70mm 位置。ここでは軟 X 線レーザーの大きさは約 0.7 mm になる）に設置した。

0 次光の光線追跡による HIREFS の収差の評価

像転送光学系を有する分光器では、入口スリットによる軟 X 線の回折広がり角が十分に大きく、スリットを光源と見なせる場合に最も高い波長分解能が得られる。幅 D [m] の単スリットでの回折角 Φ [rad] は、波長 λ [m] を用いて、 $\Phi = 1.22 \lambda / D$ と表される。波長 18.9 nm、スリット幅 $3 \mu\text{m}$ では、 $\Phi \sim 8$ mrad となり、これは HIREFS の波長分散方向の見込み立体角 (~ 6 mrad) と同程度であるため、軟 X 線レーザーの様な指向性の高い光源では、光源の形状及び出射方向により、(像転送光学系を持たない分光器ほどではないが) 1.1.3 節で述べた様な収差が発生し、スペクトルの形状に影響を与える事が予想される。媒質の形状等が受光面での軟 X 線像に及ぼす影響を調べる為に、光源をターゲット近傍に設置し、0 次光（色収差は考慮しない）による光線追跡を行った。光学配置は、スリットの像が CCD 上に結像する条件（ミラー角度の調整精度は 0.01 deg (= $175 \mu\text{rad}$)) とし、回折格子の角度は 0 次光が結像するように球面鏡と平行とした。図 1.3-13 に、光源の配置（軟 X 線レーザー媒質の形状）の違いによる結像状態（スペクトルの形状）の変化の結果を示す。光源はターゲット近傍にグリッド状に配置(図 1.3-13(a))し、光線は各光源から 5 mrad（軟 X 線レーザーの広がり角と同等）の広がりを持って紙面垂直方向(x 方向)に出射するように設定した。点光源の数は 35 点とし、各光源からの光線の数は 10 本とした。y 方向が波長分散方向を、z 方向が空間方向を表している。

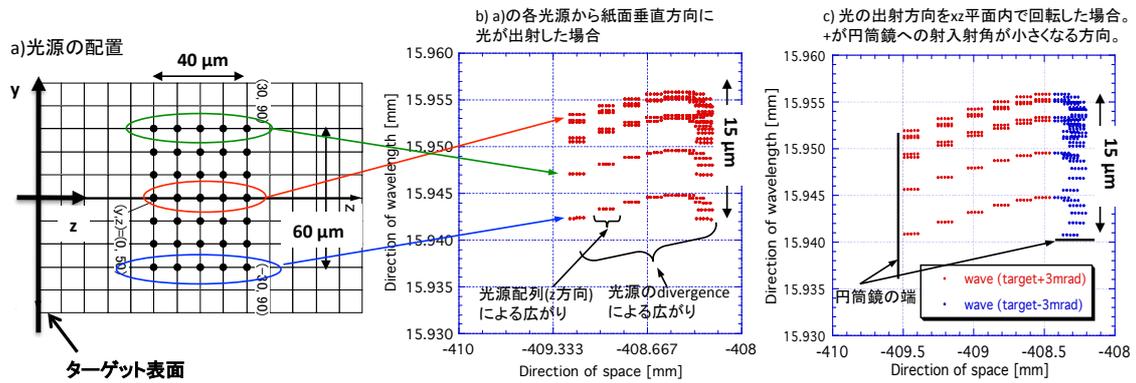


図 1.3-13) 0 次光の光線追跡による HIREFS の結像光学系の評価。光源はターゲット近傍にグリッド状に配置した。

光線追跡により得られたスペクトルの形状は、特に空間方向（グラフの横軸）の左右が非対称であり、片側が太く、更に若干の傾きも見られる(図 1.3-13(b))。これは、光学系が上下左右共に非対称である事に由来し、実験で得られるスペクトル(図 4.6-2 を参照)の形状とも良く一致する。

図 1.3-13(c)は、光源の出射方向を ± 3 mrad 変更した場合の結果を示す。出射方向の変化により、空間方向の結像の形に大きな変化が見られるが、CCD 上での波長分散方向の幅には大きな影響はなく、波長分解能には殆ど影響しない。一つの点光源からの光束（5 mrad の広がりを持つ 10 本の光線）の描く形状に注目すると、光源の y 方向の位置によって「つ」の形状に大きな変化は無いが、CCD 上での波長分散方向の位置は大きく異なる(図 1.3-13(b))。また、ターゲット中心から離れるに従って、その位置の変化は大きくなる（収差が大きくなる）。

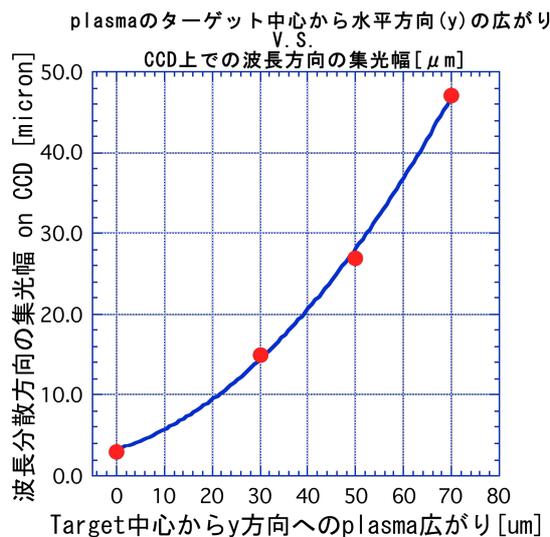


図 1.3-14) 媒質の y 方向の大きさと CCD 上での波長分散方向の像の大きさの関係

図 1.3-14 に、ターゲット上での軟 X 線レーザー媒質の y 方向の広がり と CCD 上での波長分散方向の集光幅の関係を示す。この結果から、y 方向に軟 X 線レーザー媒質が広がった場合にはスペクトルが広がる事が予想される。従って、軟 X 線レーザーの様な高い指向性を有する光源の高波長分解能計測では、光源の位置及び形状の変化により、得られるスペクトルの形状に無視できない影響が表れる。計測の際には十分な注意が必要である。

図 1.3-15(a)に HIREFS を用いて計測されたニッケル様モリブデン軟 X 線レーザーのスペクトルを示す。線幅が最小となるように球面鏡の角度を $0.02 \text{ deg}(= 350 \text{ } \mu\text{rad})$ の精度で調整した結果、 $17 \text{ m}\text{\AA}$ 、 $d\lambda/\lambda = 9 \times 10^{-5}$ 、と極めて狭い線幅(FWHM: full width half maximum)が得られている。図 1.3-15(b)は、 gl (増幅係数: g [1/cm]、媒質長: l [cm])の増大に伴う線幅の狭窄化の計測結果を示す [74]。実線は狭窄化の理論値を示している。 $gl > 6$ では線幅がほぼ一定となっているが、これは中心波長近辺の利得飽和による線幅の増大、もしくは軟 X 線レーザー媒質の大きさによる波長分解能の限界を示している。仮に、 $gl > 6$ の条件で観測された線幅が軟 X 線レーザー媒質の大きさ (分光器の収差) で決定されているとすると、その大きさは図 1.3-14 から $50 \text{ } \mu\text{m}$ 程度と推測される。これは、励起レーザーの集光幅 $64 \text{ } \mu\text{m}$ と同程度の値である。励起レーザーの集光幅 (軟 X 線レーザー媒質) を小さくする、もしくはスリット位置を光源から遠ざけることで計測される線幅が更に狭くなる可能性も考えられる。

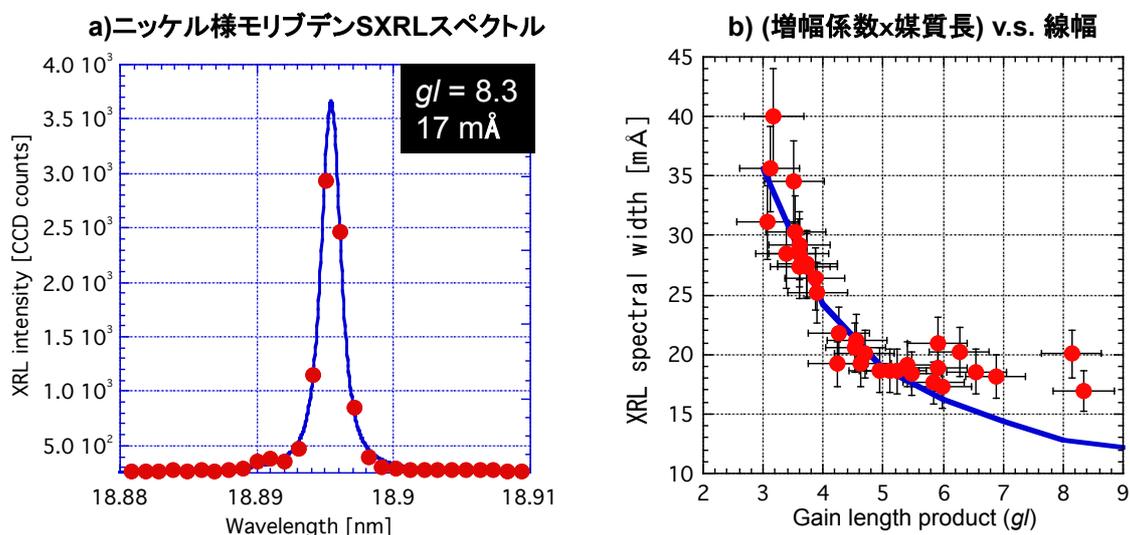


図 1.3-15) (a)ニッケル様モリブデン軟 X 線レーザーのスペクトル。(b) 軟 X 線レーザーの線幅の増幅係数と媒質長の積(gl)に対する依存性。実線は線幅の狭窄化の理論値を示す。

1.4. プラズマ軟X線レーザーの偏光状態

可視領域における偏光した光は、偏光子の導入、結晶軸やブリュースター角等の利用により、「媒質の非等方性を利用して特定の偏光成分のみを抽出もしくは増幅する」事で生成される。プラズマ軟X線源は、高温かつ高密度状態のイオンからの発光線を用いる為、基本的に媒質は等方的であり、偏光性に乏しい。従って、プラズマを媒質とする軟X線レーザーも同様の特性を有するが、固体をターゲットとする場合、媒質が固体から吹き出すプラズマ（一方向に大きな運動量を持つ）であるため、媒質に非等方性が生じる事で軟X線レーザーが偏光する可能性がある。図 1.4-1 は、サブナノ秒レーザー励起によるネオン様ゲルマニウム軟X線レーザー（波長 19.6 nm）の偏光計測[51]の実験配置と計測結果を示している。斜入射の金ミラーを用いて軟X線レーザーを分割し、片方を強度モニターとし、もう片方を 2 枚の Mo/Si 多層膜ミラーを偏光子として使用する事で、偏光を観測している。図 1.4-1(a) の配置では z 軸方向（プラズマの吹き出し方向）の成分を選択的に計測する事が出来る。x 軸方向の成分は、Mo/Si 多層膜ミラーの配置を y 軸を中心に 90 度回転させる事で観測する。x 軸方向成分が z 軸方向成分と比較して 3 倍程度強く、偏光度 $P (= (I_x - I_z) / (I_x + I_z)) = 0.5$ が得られている。これは、z 軸方向へのプラズマ（イオン）の吹き出しによりイオン及び電子の速度分布（速度勾配）に非等方性が生じ、輻射捕獲の確率が特に z 方向に対して減少（光学的な厚みが薄くなる）し、その結果 z 軸方向の増幅率が減少したと考えられる。これは、媒質の非等方性によりプラズマ軟X線レーザーが偏光化し得る事を示している。

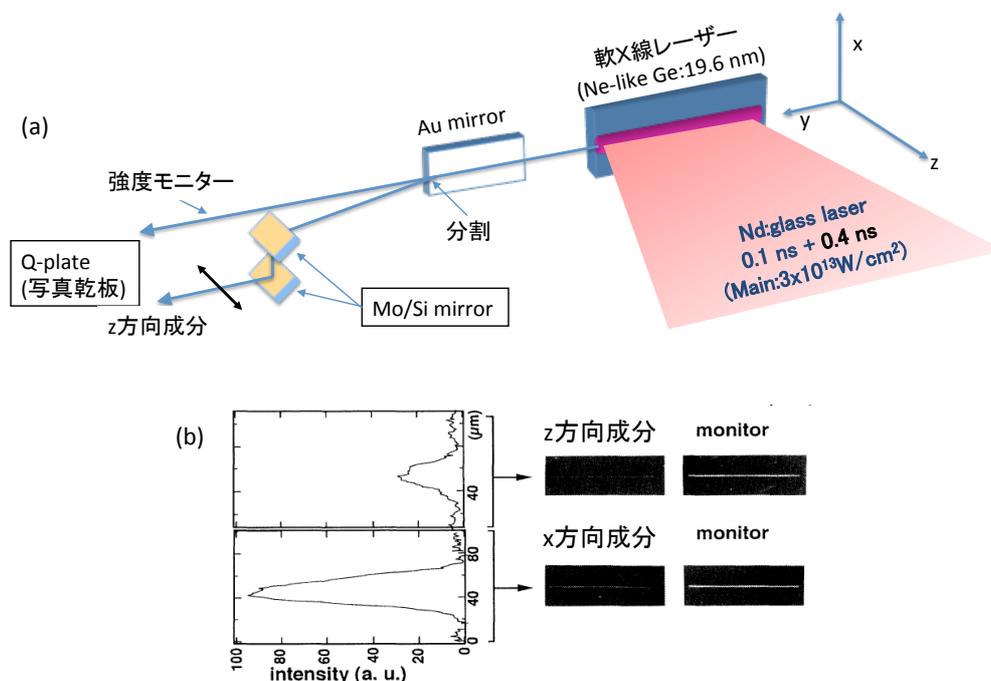


図 1.4-1) (a) プラズマ軟X線レーザーの偏光計測実験配置。(b) z, x 方向成分の計測結果[51]。

しかしながら、このような媒質の非等方性を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光制御では、イオンの吹き出し速度に大きな変化が生じる程度にパルス幅の長い（エネルギーの高い）励起レーザーを必要とする事に加えて、可視領域のレーザーの様な高い偏光度を持つ光の生成は困難である。従って、実用的な偏光度を持つプラズマ軟X線レーザーの生成には別の手法が必要となる。

次章以降では、プラズマ軟X線レーザーの偏光制御を行う為に本研究で行った新たな試みについて述べる。

1 章 参考文献

- [1] I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica", Journal of optical society of America, Vol. 55, Issue 10, pp. 1205-1208 (1965).
- [2] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis, "X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E = 50-30,000 eV, Z = 1-92," Atomic Data and Nuclear Data Tables **54**, pp.181-342 (1993).
- [3] <http://webmineral.com/help/XRayDiffraction.shtml#.U2CCQMf34QU>
- [4] 波岡武、山下広順、"X線結像光学", 培風館, ISBN 4-563-02248-9 C3042 (1999).
- [5] http://henke.lbl.gov/optical_constants/getdb2.html
- [6] 平野馨一, 沖津康平, 百生 敦, 雨宮慶幸, "偏光と位相に関連した放射光 X線利用研究", Advances in X-Ray Chemical Analysis, Japan **33**, P. 25~43
- [7] http://henke.lbl.gov/optical_constants/mirror2.html
- [8] P. Kirkpatrick and A. V. Baez, J. Opt. Soc. Am., **38**, pp.766 (1948).
- [9] http://henke.lbl.gov/optical_constants/multi2.html
- [10] 村上勝彦、岡崎信次、"EUV リソグラフィと露光装置", J. Plasma Fusion Res., **79**, No.3, pp. 221-225 (2003).
- [11] 西村博明、岡崎信次、藤本准一、溝口計、村上勝彦、寺澤恒男、山根武、古澤孝弘、"実用化に向かう極端紫外リソグラフィ", 光学, **41**, No.3, pp. 115-148 (2012).
- [12] http://henke.lbl.gov/optical_constants/layer2.html
- [13] Noboru Hasegawa, Yoshihiro Ochi, Tetsuya Kawachi, Masaharu Nishikino, Masahiko Ishino, Takashi Imazono, Takeshi Kaihori, Akira Sasaki, Kota Terakawa, Yasuo Minami, Takuro Tomita, Minoru Yamamoto, Yoshifumi Umeda, Mitsuru Yamagiwa and Tohru Suemoto, "Observation of the laser-induced surface dynamics by the single-shot x-ray laser interferometer", Proc. of SPIE **8140** 81400G-1 (2011).

- [14] T. Suemoto, K. Terakawa, Y. Ouchi, T. Tomita, M. Yamamoto, N. Hasegawa, M. Deki, Y. Minami and T. Kawachi, “Single-shot picoseconds interferometry with one-nanometer resolution for dynamical surface morphology using a soft X-ray laser”, *Optics Express*, Vol. **18**, Iss. 13, pp. 14114-14122 (2010)
- [15] M. Nishikino, M. Baba, T. Suemoto, N. Hasegawa, M. Ishino, T. Kaihori, T. Kawachi, and M. Yamagiwa, “Development of soft x-ray microscope using Fresnel zone plate for observation of laser-induced surface dynamics”, *Springer proceedings in physics* **147**, X-Ray Lasers 2012, pp.199-202 (2013)
- [16] R. Z. Tai, K. Namikawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, K. Sukegawa, N. Hasegawa, T. Kawachi, M. Kado, P. Lu, K. Nagashima, H. Daido, H. Maruyama, A. Sawada, M. Ando, Y. Kato, “Picosecond snapshot of the speckles from ferroelectric BaTiO₃ by means of x-ray lasers,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, p.257602 (2002).
- [17] N. Hasegawa, Y. Ochi, T. Kawachi, M. Nishikino, M. Ishino, T. Imazono, T. Kaihori, T. Morita, A. Sasaki, K. Terakawa, Y. Minami, M. Baba, T. Tomita, M. Yamamoto, M. Yamagiwa and T. Suemoto, “Observation of the laser-induced surface dynamics using the single-shot soft x-ray laser probe”, *Springer Proceedings in Physics (X-Ray Lasers 2012)*, vol. 147, 117-120 (2013).
- [18] M. Ishino, A. Y. Faenov, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Nishikino, S. Tamotsu, T. A. Pikuz, N. A. Zhakhovskii, V. V. Inogamov, I.Yu. Skobelev, V. E. Fortov, V. A. Khohlov, V. Shepelev, T. Kaihori, T. Ohba, Y. Ochi, T. Imazono and T. Kawachi, “Nanoscale surface modifications and formation of conical structures at aluminum surface induced by single shot exposure of soft X-ray laser pulse”, *J. Appl. Phys.*, **109**, 013504 (2011).
- [19] Masahiko Ishino, Anatoly Faenov, Momoko Tanaka, Tatiana Pikuz, Satoshi Tamotsu, Noboru Hasegawa, Masaharu Nishikino, Sergei Starikov, Vladimir Stegailov, Genry Norman, Vladimir Fortov, Igor Skobelev, Takeshi Kaihori, and Tetsuya Kawachi, “Nano-meter size modification of metal surfaces induced by soft x-ray laser single pulse”, *Springer Proceedings in Physics (X-Ray Lasers 2012)*, vol. 147, 121-124 (2013).
- [20] G. Norman, S. Starikov, V. Stegailov, V. Fortov, I. Skobelev, T. Pikuz, A. Faenov, S. Tamotsu, Y. Kato, M. Ishino, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Nishikino, T. Ohba, T. Kaihori, Y. Ochi, T. Imazono, Y. Fukuda, M. Kando, T. Kawachi, “Nanomodification of gold surface by picosecond soft x-ray laser pulse”, *Journal of Applied Physics* **112**, 013104 (2012).
- [21] Masahito Tanaka, Kazumichi Nakagawa, Akane Agui, Kentarou Fujii, Akinari Yokoya, “First observation of natural circular dichroism for biomolecules in soft X-ray region studied with a polarizing undulator”, *Physica Scripta*, **T115**, 873-876 (2005).
- [22] 中川和道, *Spring-8利用者情報*/2005年9月, p351.

- [23] 藤原裕之 “分光エリプソメトリー”, 丸善株式会社 ISBN 978-4621072530 (2003).
- [24] M Fujita and M. Hashida, J. Plasma Fusion Res. Vol.81, Suppl. 195-201 (2005).
- [25] Takuro Tomita, Keita Kinoshita, Shigeki Matsuo and Shuichi Hashimoto, “Distinct Fine and Coarse Ripples on 4H-SiC Single Crystal Induced by Femtosecond Laser Irradiation”, Japanese Journal of Applied Physics, **45**, No.16, pp.L444-L446 (2006).
- [26] 守田隆二, 岡和彦, 丹田聡, 尾松孝茂, “光渦・偏光渦レーザーの開発とレーザー加工への応用”, 北海道大学 新技術説明会 2009 年 11 月 13 日
- [27] 吉木 啓介, “偏光モード変換器による既設レーザー加工機の省エネルギー化”, 天田財団助成研究成果報告書 **26** (2013).
- [28] K.Nasu, H. Ping, H. Mizouchi, “Photoinduced structural phase transitions and their dynamics”, J. Phys.: Condens. Matter **13**, R693–R721 (2001).
- [29] A. CAVALLERI, M. RINI and R. W. SCHOENLEIN, “Ultra-Broadband Femtosecond Measurements of the Photo-Induced Phase Transition in VO₂: From the Mid-IR to the Hard X-rays”, Journal of the Physical Society of Japan, **75**, No. 1, 011004-1-9 (2006).
- [30] 中側和道, 田中真人, 安居院あかね, “生体分子の軟X線自然円二色性”, 放射光, **18**, No.6, 363-371 (2005).
- [31] M. Nishikino, M. Tanaka, K. Nagashima, M. Kishimoto, M. Kado, T. Kawachi, K. Sukegawa, Y. Ochi, N. Hasegawa, Y. Kato, “Demonstration of a soft-x-ray laser at 13.9 nm with full spatial coherence,” Phys. Rev. A **68**, p.061802(R) (2003).
- [32] 富江敏尚, 「高エネルギー密度プラズマからの輻射」、J. Plasma Fusion Res. **75**, supplement-II, pp.59-60 (1999).
- [33] *The European X-ray Free Electron Laser Technical Design Report*, (ISBN 978-3-935702-17-1, 2007).
- [34] T. Ishikawa, H. Aoyagi, T. Asaka, Y. Asano, N. Azumi, T. Bizen, H. Ego, K. Fukami, T. Fukui, Y. Furukawa, S. Goto, H. Hanaki, T. Hara, T. Hasegawa, T. Hatsui, A. Higashiya, T. Hirono, N. Hosoda, M. Ishii, T. Inagaki, Y. Inubushi, T. Itoga, Y. Joti, M. Kago, T. Kameshima, H. Kimura, Y. Kirihara, A. Kiyomichi, T. Kobayashi, C. Kondo, T. Kudo, H. Maesaka, X. M. Maréchal, T. Masuda, S. Matsubara, T. Matsumoto, T. Matsushita, S. Matsui, M. Nagasono, N. Nariyama, H. Ohashi, T. Ohata, T. Ohshima, S. Ono, Y. Otake, C. Saji, T. Sakurai, T. Sato, K. Sawada, T. Seike, K. Shirasawa, T. Sugimoto, S. Suzuki, S. Takahashi, H. Takebe, K. Takeshita, K. Tamasaku, H. Tanaka, R. Tanaka, T. Tanaka, T. Togashi, K. Togawa, A. Tokuhisa, H. Tomizawa, K. Tono, S. Wu, M. Yabashi, M. Yamaga, A. Yamashita, K. Yanagida, C. Zhang, T. Shintake, H. Kitamura and N. Kumagai, "A compact X-ray free-electron laser emitting in the sub-ångström region", Nature Photonics, **6**, 540-544 (2012).
- [35] http://www.spring8.or.jp/ja/about_us/whats_sr/sp8_features/

- [36] C. Pagani, E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov, “Design considerations of 10 kW-scale extreme ultraviolet SASE FEL for lithography,” *Nucl. Instr. and Meth. A* **463**, pp.9-25 (2001).
- [37] Y. Shimada, H. Nishimura, M. Nakai, K. Hashimoto, M. Yamaura, Y. Tao, K. Shigemori, T. Okuno, K. Nishihara, T. Kawamura, A. Sunahara, T. Nishikawa, A. Sasaki, K. Nagai, T. Norimatsu, S. Fujioka, S. Uchida, N. Miyanaaga, Y. Izawa, C. Yamanaka, “Characterization of extreme ultraviolet emission from laser-produced spherical tin plasma generated with multiple laser beams,” *Appl. Phys. Lett.* **86**, p.051501 (2005).
- [38] S. Fujioka, H. Nishimura, K. Nishihara, A. Sasaki, A. Sunahara, T. Okuno, N. Ueda, T. Ando, Y. Tao, Y. Shimada, K. Hashimoto, M. Yamaura, K. Shigemori, M. Nakai, K. Nagai, T. Norimatsu, T. Nishikawa, N. Miyanaaga, Y. Izawa, K. Mima, “Opacity effect on extreme ultraviolet radiation from laser-produced tin plasmas,” *Phys. Rev. Lett.* **95**, p.235004 (2005).
- [39] G. HERZBERG, 堀健夫 “原子スペクトルと原子構造”, ISBN 4-621-02977-0 C3043, 丸善 (1996).
- [40] L. F. DiMauro, J. Arthur, N. Berrah, J. Bozek, J. N. Galayda and J. Hastings, “Progress Report on the LCLS XFEL at SLAC”, *Journal of Physics: Conference Series* **88**, 012058 (2007).
- DESY XFEL
- [41] W. ACKERMANN, et. al, “Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window”, *Nature Photonics*, **1**, 336-342 (2007)
- [42] B. Corkum “Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization” *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
- [43] E. Takahashi, Y. Nabekawa, T. Otsuka, M. Obata, K. Midorikawa, “Generation of highly coherent submicrojoule soft x rays by high-order harmonics,” *Phys. Rev. A* **66**, p.021802(R) (2002)
- [44] E. Takahashi, Y. Nabekawa, K. Midorikawa, “Low-divergence coherent soft x-ray source at 13 nm by high-order harmonics,” *Appl. Phys. Lett.* **84**, pp.4-6 (2004).
- [45] Tetsuya Kawachi, Masataka Kado, Momoko Tanaka, Akira Sasaki, Noboru Hasegawa, Alexander V. Kilpio, Sinichi Namba, Keisuke Nagashima, Peixiang Lu, Kenjiro Takahashi, Huajing Tang, Renzhong Tai, Maki Kishimoto, Masato Koike, Hiroyuki Daido, and Yoshiaki Kato, “Gain saturation of nickel-like silver and tin x-ray lasers by use of a tabletop pumping laser system” *Physical Review A*, **66**, 033815 (2002).
- [46] R. Z. Tai, K. Namikawa, A. Sawada, M. Kishimoto, M. Tanaka, P. Lu, K. Nagashima, H. Maruyama, M. Ando, “Picosecond view of microscopic-scale polarization clusters in paraelectric BaTiO₃,” *Phys. Rev. Lett.* **93**, p.087601 (2004).
- [47] K. Namikawa, M. Kishimoto, K. Nasu, E. Matsushita, R. Z. Tai, K. Sukegawa, H. Yamatani, H.

- Hasegawa, M. Nishikino, M. Tanaka and K. Nagashima, “Direct Observation of the Critical Relaxation of Polarization Clusters in BaTiO₃ Using a Pulsed X-Ray Laser Technique”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, pp.197401-1-197401-4 (2009)
- [48] K. Ishikawa and K. Midorikawa “Two-photon ionization of He⁺ as a nonlinear optical effect in the soft-x-ray region”, *Phys. Rev. A* **65**, 043405 (2002).
- [49] Yasuo Nabekawa, Hirokazu Hasegawa, Eiji J. Takahashi, and Katsumi Midorikawa, “Production of Doubly Charged Helium Ions by Two-Photon Absorption of an Intense Sub-10-fs Soft X-Ray Pulse at 42 eV Photon Energy” *Phys. Rev. Lett.* **94**, 043001 (2005)
- [50] 玉作賢治, 澤田 桂, 石川哲也, “X 線領域における非線形光学の新展開”, *放射光 Vol.21 No.4*, pp.213 (2008).
- [51] T. Kawachi, K. Murai, G. Yuan, S. Ninpmiya, R. Kpdama, H. Daidp, Y. Katp, and T. Fujimoto, “Observation of Polarization of the Soft X-Ray Laser Line in Neohke Germanium Ions”, *Physical Review Letters*, **75**, No. 21, 3826 (1995).
- [52] Takashi Fujimoto, Takako Kato and Hitoki Yoneda, *Journal of Plasma and Fusion Research* **77**, No 3 pp.253 (2001).
- [53] H. Daido, “Review of soft x-ray laser researches and developments”, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1513 (2002).
- [54] H. Daido and T. Kawachi, “X-ray lasers”, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 126 (2005).
- [55] R. Keenan, J. Dunn, V. N. Shlyaptsev, R. F. Smith, P. K. Patel, D. F. Price, “Efficient pumping schemes for high average brightness collisional x-ray lasers,” *Proc. SPIE* **5197**, pp.213-220 (2003).
- [56] S. Sebban, R. Haroutunian, Ph. Balcou, G. Grillon, A. Rousse, S. Kazamias, T. Marin, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman, J. P. Chambaret, A. Antonetti, D. Hulin, D. Ros, A. Klisnick, A. Carillon, P. Jaeglé, G. Jamelot, and J. F. Wyart, “Saturated Amplification of a Collisionally Pumped Optical-Field-Ionization Soft X-Ray Laser at 41.8 nm”, *Physical Review Letters*, **86**, No. 14, 3004-3007 (2001).
- [57] L. I. Gudzenko, L. A. Shelepin, “Negative absorption in a nonequilibrium hydrogen plasma,” *Sov. Phys. JETP* **18**, pp.998-1000 (1964).
- [58] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, T. A. Weaver, “Demonstration of a soft x-ray amplifier,” *Phys. Rev. Lett.* **54**, pp.110-113 (1985).
- [59] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, D. Voorhees, “Amplification of stimulated soft-x-ray emission in a confined plasma column,” *Phys. Rev. Lett.* **55**, pp.1753-1756 (1985).

- [60] B. J. MacGowan, S. Maxon, L. B. Da Silva, D. J. Fields, C. J. Keane, D. L. Matthews, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, and G. F. Stone, “Demonstration of x-ray amplifiers near the carbon K edge”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 420 (1990).
- [61] B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, D. J. Fields, C. J. Keane, J. A. Koch, R. A. London, D. L. Matthews, S. Maxon, S. Mrowka, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, J. E. Trebes, R. S. Walling, “Short wavelength x-ray laser research at the Lawrence Livermore National Laboratory,” *Phys. Fluids B* **4**, pp.2326-2337 (1992).
- [62] H. Daido, S. Ninomiya, M. Takagi, Y. Kato, F. Koike, “Wavelength measurement of the Ni-like soft-x-ray lasing lines and comparison to the atomic-physics calculation,” *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, pp.296-300 (1999).
- [63] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Opt. Commun.* **56**, pp.219-221 (1985).
- [64] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, W. Sandner, “Short pulse x-ray laser at 32.6 nm based on transient gain in Ne-like titanium,” *Phys. Rev. Lett.* **78**, p.2748 (1997).
- [65] Y. Li, J. Dunn, J. Nilsen, T. W. Barbee Jr., A. L. Osterheld, V. N. Shlyaptsev, “Saturated tabletop x-ray laser system at 19 nm,” *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, pp.1098-1101 (2000).
- [66] B. M. Luther, Y. Wang, M. A. Larotonda, D. Alessi, M. Berrill, M. C. Marconi, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, “Saturated high-repetition-rate 18.9-nm tabletop laser in nickellike molybdenum”, *Opt. Lett.* **30**, 165 (2005).
- [67] Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, D. Alessi, M. Berrill, V. N. Shlyaptsev, J. J. Rocca, “Demonstration of high-repetition-rate tabletop soft-x-ray lasers with saturated output at wavelength down to 13.9 nm and gain down to 10.9 nm,” *Phys. Rev. A* **72**, p.053807 (2005).
- [68] R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, V. N. Shlyaptsev, “High-repetition-rate grazing-incidence pumped x-ray laser operated at 18.9 nm,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, p.103901 (2005)
- [69] A. Klisnick, J. Kuba, D. Ros, R. Smith, G. Jamelot, C. Chenais-Popovics, R. Keenan, S. J. Topping, C. L. S. Lewis, F. Strati, G. J. Tallents, D. Neely, R. Clarke, J. Collier, A. G. MacPhee, F. Bortolotto, P. V. Nickles, and K. A. Janulewicz, “Demonstration of a 2-ps transient x-ray laser”, *Phys. Rev. A* **65**, 033810 (2002).
- [70] Y. Ochi, T. Kawachi, N. Hasegawa, A. Sasaki, K. Nagashima, K. Sukegawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, M. Nishikino, and M. Kado, “Measurement of temporal durations of transient collisional excitation X-ray lasers”, *Appl. Phys. B* **78**, 961(2004).
- [71] Huajing TANG, Hiroyuki DAIDO, Maki KISHIMOTO, Kouta SUKEGAWA, Renzhong TAI, Sofia MOESSON, Momoko TANAKA, Peixiang LU, Tetsuya KAWACHI, Keisuke NAGASHIMA, Keiji

NAGAI, Takayoshi NORIMATSU, Kensuke MURAI, H. TAKENAKA, Yoshiaki KATO, Kunioki MIMA, K. NISHIHARA, “Spatial Coherence Measurement of 13.9 nm Ni-like Ag Soft X-Ray Laser Pumped by a 1.5 ps, 20 J Laser”, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **42**, 443 (2003).

[72] Jeffrey A. Koch, Brian J. MacGowan, Luiz B. Da Silva, Dennis L. Matthews, James H. Underwood, Philip J. Batson, Richard W. Lee, Richard A. London, and Stan Mrowka, “Experimental and theoretical investigation of neonlike selenium x-ray laser spectral linewidths and their variation with amplification”, *Physical Review A*, **50**, 1877 (1994).

[73] Noboru HASEGAWA, Tetsuya KAWACHI, Takayuki UTSUMI, Akira SASAKI, Momoko TANAKA, Masataka KADO, Kouta SUKEGAWA, Lu PEIXIANG, Maki KISHIMOTO, Tai RENZHONG, Keisuke NAGASHIMA, Masato KOIKE, Hiroyuki DAIDO and Yoshiaki KATO, “High-Precision Measurement of the Wavelength of a Nickel-like Silver X-ray Laser”, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **43**, 2519 (2004).

[74] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, H. Yamatani¹, M. Kishimoto, Y. Ochi, M. Tanaka, M. Nishikino, Y. Kunieda, K. Nagashima, and H. Yoneda., “High-precision measurement of the spectral width of the nickel-like molybdenum x-ray laser”, *Journal of Physics: Conference Series* **163** 012062 (2009).

[75] T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, N. Hasegawa, K. Nagashima, K. Sukegawa, P. Lu, K. Takahashi, S. Namba, M. Koike, A. Nagashima, Y. Kato, “Development of a pumping laser system for x-ray laser,” *Appl. Opt.* **42**, pp.2198-2205 (2003).

[76] Tetsuya Kawachi, Akira Sasaki, Momoko Tanaka, Maki Kishimoto, Noboru Hasegawa, Keisuke Nagashima, Masato Koike, Hiroyuki Daido, and Yoshiaki Kato, “Observation of strong soft-x-ray amplification at 8.8 nm in the transient collisional-excitation scheme”, *Physical Review A* **69**, 033805 (2004).

[77] P. Lu, T. Kawachi, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Suzuki, R. Tai, M. Kado, K. Nagashima, H. Daido, Y. Kato, H. Fiedorowicz, A Bartnik, “Demonstration of a transient-gain nickel-like xenon-ion x-ray laser”, *Opt. Lett.* **27**, 1911-1913 (2002)

[78] Peixiang Lu, Tetsuya Kawachi, Masayuki Suzuki, Kouta Sukegawa, Shinichi Namba, Momoko Tanaka, Noboru Hasegawa, Keisuke Nagashima, Hiroyuki Daido, Takashi Arisawa, Yoshiaki Kato and Henryk Fiedorowicz, “Demonstration of a Transient High Gain Soft X-Ray Laser for Neon-Like Argon”, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 41 pp. L 133–L 135 (2002).

[79] Takashi Fujimoto, “Kinetics of Ionization-Recombination of a Plasma and Population Density of Excited Ions. V. Ionization-Recombination and Equilibrium Plasma”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 2905 (1980).

[80] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, R. Z. Tai, Y. Ochi,

M. Nishikino, K. Nagashima, and Y. Kato, “Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation neonlike manganese x-ray laser medium” *Physical Review A* 76, 043805 (2007).

[81] 安藤剛三, 原民夫, “平面結像型斜入射分光写真器の製作”, *分光研究*, 38, 432 (1989).

[82] M. Domke, T. Mandel, A. Puschmann, C. Xue, D. A. Shirley, G. Kaindl, H. Petersen and P. Kuske, “Performance of the high-resolution SX700/11 monochromator”, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, No. 1, pp.80-89 (1992).

[83] Rolf Follath, “The versatility of collimated plane grating monochromators”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **467–468**, pp.418–425 (2001).

[84] Michael C. Hettrick, James H. Underwood, Philip J. Batson, and Mark J. Eckart, “Resolving power of 35,000 ($5 \text{ m}\text{\AA}$) in the extreme ultraviolet employing a grazing incidence spectrometer”, *Appl. Opt.* Vol. 27, 200 (1988).

2章. プラズマ軟X線レーザーの偏光制御

| | |
|---|----|
| 2.1. 原子過程を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光制御 | 37 |
| 2.2. 偏光した外部種光の導入（シーディング）によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御 | 38 |
| 2.2.1. 偏光制御のために必要な種光と軟X線増幅媒質の性質 | 38 |
| 2.2.2. 軟X線レーザーの種光に適した軟X線源の選定 | 39 |
| (1) プラズマ軟X線レーザーを種光とする場合 | 40 |
| (2) 高次高調波を種光とする場合 | 41 |
| 2.2.3. 過渡利得励起方式プラズマ軟X線レーザー媒質の偏光特性 | 42 |
| 2.3. ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光分離 | 43 |
| 2.3.1. 軟X線ゼーマンレーザー | 43 |
| 2.3.2. プラズマ中の磁場の圧縮機構を利用した軟X線ゼーマンレーザー | 45 |
| 2章 参考文献 | 48 |

2.1. 原子過程を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

プラズマ軟X線レーザーの偏光制御の手法を検討する為に、発光の原理に立ち戻り、プラズマ中の個々のイオンからの輻射に注目する。図 2.1-1 に全角運動量 J 、磁気副準位 m_j を考慮したニッケル様イオン軟X線レーザーの準位図と偏光状態を記述した[1]。レーザー遷移の上準位では全角運動量 $J=0$ 、下準位では $J=1$ であり、下準位は3つの磁気副準位 $m_j = -1, 0, 1$ が縮退している。これは、軟X線レーザーが $\Delta m_j = \pm 1, 0$ の3つの遷移線を有する事を意味している。この時、 $\Delta m_j = 0$ の遷移線 (π 光) は量子化軸に対して垂直方向に伝搬し直線偏光を有する。 $\Delta m_j = +1$ の遷移線 (σ 光) は、量子化軸に対して平行に伝搬し、右回りの円偏光を示す。 $\Delta m_j = -1$ の遷移線 (σ' 光) は、量子化軸に対して平行に伝搬し、左回りの円偏光を示す[2]。従って、プラズマ中の個々のイオンからの輻射は偏光していると言える。通常のプラズマは指向性に乏しい為、量子化軸が定まらず、結果として偏光はランダムに混在している。これらの成分を適当な方法で抽出する事ができれば、偏光した光の生成が可能となる。なお、ネオン様イオンを用いた軟X線レーザー ($2p^5 3p (J=0) \rightarrow 2p^5 3s (J=1)$) も $J=0 \rightarrow 1$ の発振線を有する為、同様の議論が成立する[3]。更に、この考え方は一般の遷移線についても成立する為、通常のプラズマ放射線源であっても偏光した光の生成の可能性はある。特定の偏光成分を抽出する手法としては、「外部から偏光した光を導入し、特定の偏光成分を増幅する」、「外部磁場により量子化軸を規定する」事が挙げられる。前者は可視領域のレーザーで広く用いられる手法であり、偏光した光を増幅器で増幅する形式、すなわち自然放出光を起点としないレーザーがこれに該当する。後者はゼーマンレーザー[4,5]と呼ばれ、媒質中を伝搬する増幅光の進行方向に対して適当な向きの磁場を加える事で量子化軸を決定し、円偏光、直線偏光のレーザー発振を切り替える事が可能である。可視光領域においては実用化されているこれらの手法であるが、軟X線領域への適用は容易な事ではなく様々な条件を考慮する必要がある。本章では、それぞれの手法による偏光制御の現実性について具体的な検討を行う。

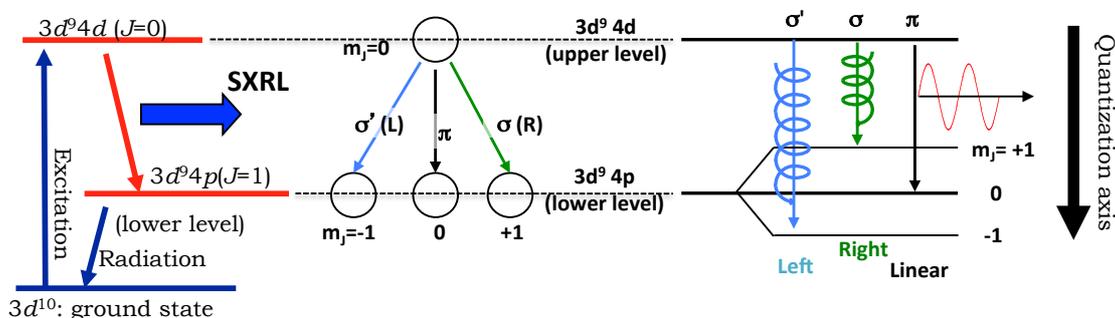


図 2.1-1) 磁気副準位を考慮したニッケル様イオン軟X線レーザー発振線の偏光状態

2. 2. 偏光した外部種光の導入(シーディング)によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

通常のレーザー発振における種光はレーザー媒質中の自然放出光(SE: Spontaneous Emission)であり、その放射方向、放射のタイミングはランダムであるため、何らかの制御を行わない限り、増幅された自然放出光(ASE: Amplified Spontaneous Emission)の位相及び偏光は完全には揃わない[3]。自然放出光と同じ波長かつ十分に強い光が媒質の外から導入された場合、それを種光として増幅する事により、自然放出光を起源とする増幅光が相対的に小さくなり、結果として外部からの種光の特性(時間、空間、偏光特性)を有する光の発生が可能となる。プラズマ軟X線レーザーの様な共振器を持たないレーザーでは、外部からの種光の導入は特に有効である。プラズマ軟X線レーザー媒質からの輻射は、あらゆる偏光成分を含んでいるため、基本的に導入した種光の偏光をそのまま増幅する事が可能である。しかし、増幅媒質の非等方性等、増幅過程において偏光状態を乱す要因も存在する為、種光の偏光は必ずしも保存されるわけではない。本節では外部からの種光の導入による軟X線レーザーの偏光制御に必要な条件について検討する。

2. 2. 1. 偏光制御のために必要な種光と軟X線増幅媒質の性質

種光は図 2. 2-1 に示したように、軟X線レーザー媒質の端から導入する。外部種光はその全てが増幅されるわけではなく、空間的、波長的に軟X線レーザー媒質と重なっている部分のみが増幅の対象となる。外部種光の強度を I_{seed} とし、空間及び波長的に増幅対象となる割合(マッチング率)をそれぞれ ϵ_s 、 ϵ_λ とすると $\epsilon_s \epsilon_\lambda I_{seed}$ が実効的な種光の強度となる[6-8]。増幅された光の偏光が種光の偏光を保持する為には、以下の条件を満たす必要がある。

- (i) 実効的な種光の強度 ($\epsilon_s \epsilon_\lambda I_{seed}$) が、媒質入口における自然放出光の強度 (I_{SE}) を上回る。
- (ii) 増幅過程において種光の波面が保持される。
- (iii) 増幅媒質の増幅特性が等方的である。

(i) は主に外部種光に要求される性能であり、適切な軟X線光源と入射用の光学系を選択する必要がある。(ii)、(iii) は軟X線レーザー媒質に要求される特性であり、励起レーザー条件等を調整する事で素性の良い増幅媒質を生成する必要がある。

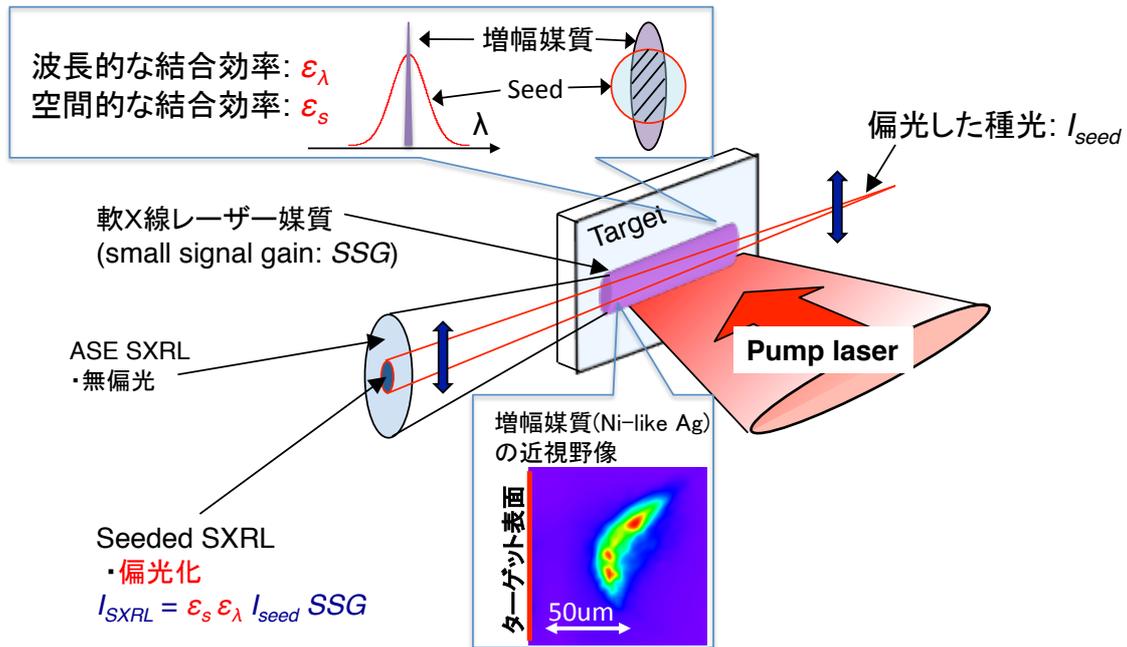


図 2.2-1) 種光の導入によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

軟X線レーザーに導入するシード光には「増幅対象となる $\epsilon_s \epsilon_\lambda I_{seed}$ の強度が軟X線レーザー媒質の自然放出光(I_{sp})よりも高い事」が必要とされる。ここでは、ニッケル様銀の軟X線レーザー(波長 13.9 nm)の種光に必要な強度の概算を見積もる。媒質断面が $50 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ 、出力 $25 \mu\text{J}$ 、パルス幅 7 ps [9]の場合、媒質出口でのフラックスと強度は約 2 J/cm^2 、 $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ と見積もられる。媒質端での自然放出光のフラックスと強度は小信号利得(SSG, 4×10^7 [10])を用いて、 50 nJ/cm^2 、 $7.5 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ と求められる。従って、 $\epsilon_s \epsilon_\lambda I_{seed} \gg 7.5 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ が実効的な種光に求められる強度となる。

2.2.2. 軟X線レーザーの種光に適した軟X線源の選定

プラズマ軟X線レーザーと同じ波長において、 $\epsilon_s \epsilon_\lambda I_{seed} \gg 7.5 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ を満たす為には、種光には偏光性の他に、指向性、短パルス性が求められる。また、軟X線レーザーの発振波長はターゲットの材質により離散的に決定される為、その波長に合わせるための波長可変性も求められる。この条件は、軟X線レーザー自体がプラズマ光源であるため、通常のプラズマからの発光(自然放出光)では達成が非常に難しいが、1.2節で挙げたアンジュレータから発生する放射光、X線自由電子レーザー、プラズマ軟X線レーザー、高次高調波等を用いる事で解決が可能であると予想される。プラズマ軟X線レーザーの最大の利点は「実験室規模の装置により高輝度軟X線の利用が可能である事」であるから、本節ではプラズマ軟X線レーザーと高次高調波を対象として検討を行う。

(1) プラズマ軟X線レーザーを種光とする場合

プラズマ軟X線レーザーを種光とする方式としては、偏光制御を目的とした物ではないが「ダブルターゲット軟X線レーザー」として我々の研究室において実用化されている[11-13]。一つ目のターゲットから発生した軟X線レーザーは、広がりつつ、その一部が二つ目の増幅媒質に種光として入射される。一つ目のターゲットから発生した軟X線レーザー（図 2.2-2(a)）の一部を切り出し増幅する事で空間コヒーレンスの高い部分を抽出し、極めて指向性の高い軟X線レーザーが得られている（図 2.2-2(b)）。図 2.2-2(c)はヤングのダブルスリットによるダブルターゲット軟X線レーザーの干渉像を示しており、visibility の高い干渉縞（90%以上）が得られている。ターゲットから1m後方での空間コヒーレント長は、ビームサイズとほぼ同等（完全空間コヒーレント）であり、これは増幅により波面が崩れていない事を示している。従って、軟X線レーザー媒質は、その増幅過程において種光の波面を保持していると言える。

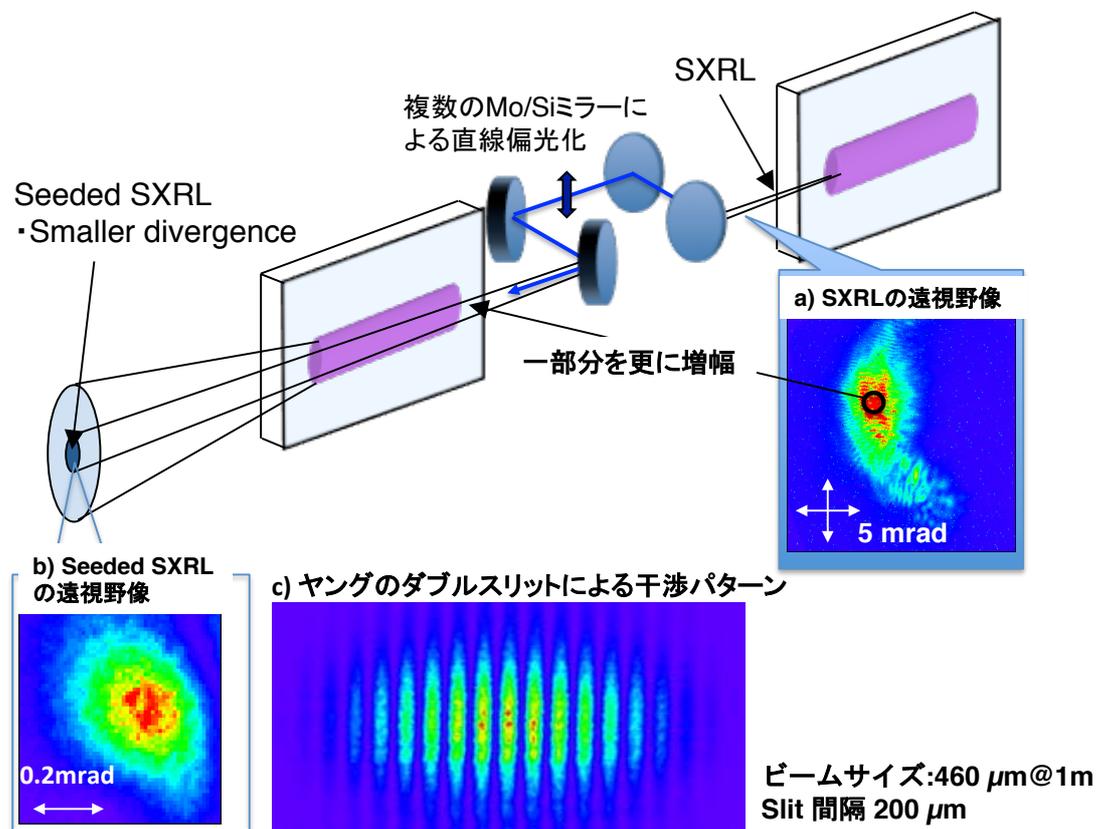


図 2.2-2) プラズマ軟X線レーザーを種光としたプラズマ軟X線レーザー(Ni-like Ag, 13.9 nm)。 (a) ASE 軟X線レーザーの遠視野像。 (b) ダブルターゲット軟X線レーザー（図中のターゲット間の Mo/Si ミラーが無い場合）の遠視野像。 (c) ヤングのダブルスリットによるダブルターゲット軟X線レーザーの干渉パターン。

この方式では、図 2.2-2 に示したように一つ目の媒質と二つ目の媒質の間に S 偏光に対して高い反射率を有する 45 度入射の Mo/Si 多層膜ミラー[14]を複数設置することで直線偏光の軟X線レーザーを得る事が可能となる。ターゲットの間隔を 400 mm とした場合、二つ目のターゲット位置での軟X線レーザーの大きさは直径約 2 mm となり、空間的な結合率 ϵ_s は約 4×10^{-4} となる。波長に対する結合率 ϵ_l は同じ波長及び波長幅である事から 1 である。Mo/Si ミラーの反射率 (1 枚当たり約 70%) も考慮に入れると、一つ目のターゲットから発生した軟X線レーザーの約 1×10^{-4} (~ 2 nJ)が増幅の対象となる。これは、二つ目のターゲット位置での強度に換算して約 2×10^7 W/cm²に相当 (自然放出光の約 2700 倍) し、種光として十分な強度が得られる。しかしながら本方式は、二つの増幅媒質を用いる事から励起レーザーの小型化が困難である事、偏光方向の変更が容易でない事が欠点として挙げられる。

(2) 高次高調波を種光とする場合

高次高調波は、直線偏光を有する高強度パルスレーザー (照射強度 10^{13} W/cm² 以上) を希ガス等の媒質中に入射することで、照射レーザー (基本波) の奇数倍のエネルギーの光子を発生する現象である[15]。位相整合条件に基づいた波長変換の一種であるため、基本波と同程度の特性 (パルス幅、ビーム広がり角、直線偏光) を有する。波長 800 nm の一般的なチタンサファイアレーザーを基本波とした場合、最短で 6 nm 程度までのコヒーレント光の発生が可能である[16, 17]。更に、基本波の波長を変更する事により高次高調波の波長の制御が可能である。高次高調波は、プラズマ軟X線レーザーと比較して 1 shot 当りの光子数では及ばないが、指向性が高く、パルス幅が短いため、プラズマ軟X線レーザー媒質からの自然放出光の強度を上回る事も可能である。図 2.2-3 に高次高調波を種光とする直線偏光軟X線レーザー[18-21]の概念図を示す。軟X線レーザーの線幅は極めて狭く[22-24]、増幅に寄与する高次高調波の比率が小さいため、波長に対する結合率が特に重要となる。軟X線レーザーの自然放出光の線幅 (増幅帯域) を $\Delta\lambda_{SXRL}/\lambda_{SXRL} = 2 \times 10^{-4}$ [24]とし、波長 13.9 nm の高次高調波のパルス幅及び波長幅 ($\Delta\lambda_{HHG}/\lambda_{HHG}$) が基本波と同程度 (80fs, 10 nm/800 nm) であると仮定すると、波長に対する結合率 ϵ_l は $2 \times 10^{-4}/(10/800) = 1.6 \times 10^{-2}$ となる。空間的な結合効率を 0.5 とした場合、自然放出光と同程度の実効的な種光強度 (= 7.5×10^3 W/cm²) を得るには、 9×10^5 W/cm² 程度の高次高調波が必要となる。これは、高次高調波のエネルギーに換算すると 1 pJ 程度であるため、本波長域で最大 10 nJ 以上の出力が得られる[17]高次高調波は、プラズマ軟X線レーザーの種光として十分な性能を有していると言える。更に高次高調波は数mJ 程度の小型レーザーでの発生が可能であり、基本波と同じ偏光特性を有することから偏光方向の制御も容易であり、本研究に於ける種光源として最適である。加えて、高次高調波はパルス幅がプラズマ軟X線レーザーよりも短い為、副次的な効果としてプラズマ軟X線レーザーの短パルス化も期待できる[25]。

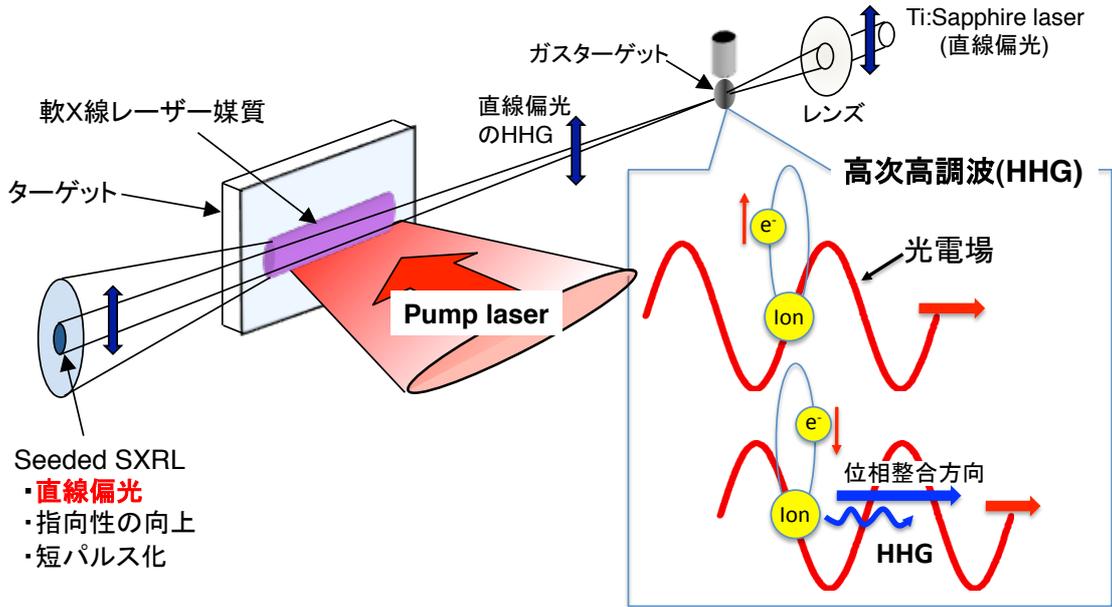


図 2.2-3) 高次高調波を種光としたプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

2.2.3. 過渡利得励起方式プラズマ軟X線レーザー媒質の偏光特性

プラズマ軟X線レーザー媒質の増幅特性に偏光依存性がある場合、入射した種光の偏光性は増幅過程において変化する事が予想される。1.4.節で挙げた媒質の非等方性による偏光化したプラズマ軟X線レーザーでは、サブナノ秒程度のパルス幅の長い励起レーザーを使用する事で媒質に非等方性を与えている。従って、現在プラズマ軟X線レーザーの主流となっているピコ秒程度の励起レーザーを用いた過渡利得方式(TCE)の軟X線レーザーでは、異なる偏光特性を示す事が考えられる。図 2.2-4 に我々が過去に行ったパルス幅 7 ps の励起レーザーを用いた TCE 方式の軟X線レーザー(ニッケル様銀:波長 13.9nm)の偏光度計測の結果を示す[26]。グラフは、励起レーザーの強度に対して得られた軟X線レーザーの垂直方向、水平方向の成分の強度を示す。●▲■の各点は計測日の違いを表す。励起レーザーの強度に対して軟X線レーザーの強度は大きな変化は見られず、偏光度 $P (= (I_V - I_H) / (I_V + I_H))$ の平均値は -0.16(▲)、-0.02(■)、+0.18(●) とサブナノ秒パルス励起の場合と比較して、偏光度は小さく、かつ偏光方向が一定しない。これは、励起レーザーのパルス幅が短いため増幅媒質の持続時間が短く(十数 ps)、プラズマの吹き出し速度の変化が増幅の偏光依存性に影響しにくいと考えられる。また、偏光方向の不安定性は増幅特性に偏光依存性が乏しい事を示しており、過渡利得励起方式で生成した軟X線レーザー媒質は、偏光した種光の導入による偏光制御に適した増幅特性を有していると言える。

本研究では、Ti:Sapphire laser を基本波とした高次高調波をネオン様マンガ(波長 26.9 nm)、ニッケル様銀(波長 13.9 nm)を媒質とする軟X線レーザーに入射、増幅を行い、ASE 軟X線レーザーと比較する事で特性を評価した。実験の詳細は 3 章で述べる。

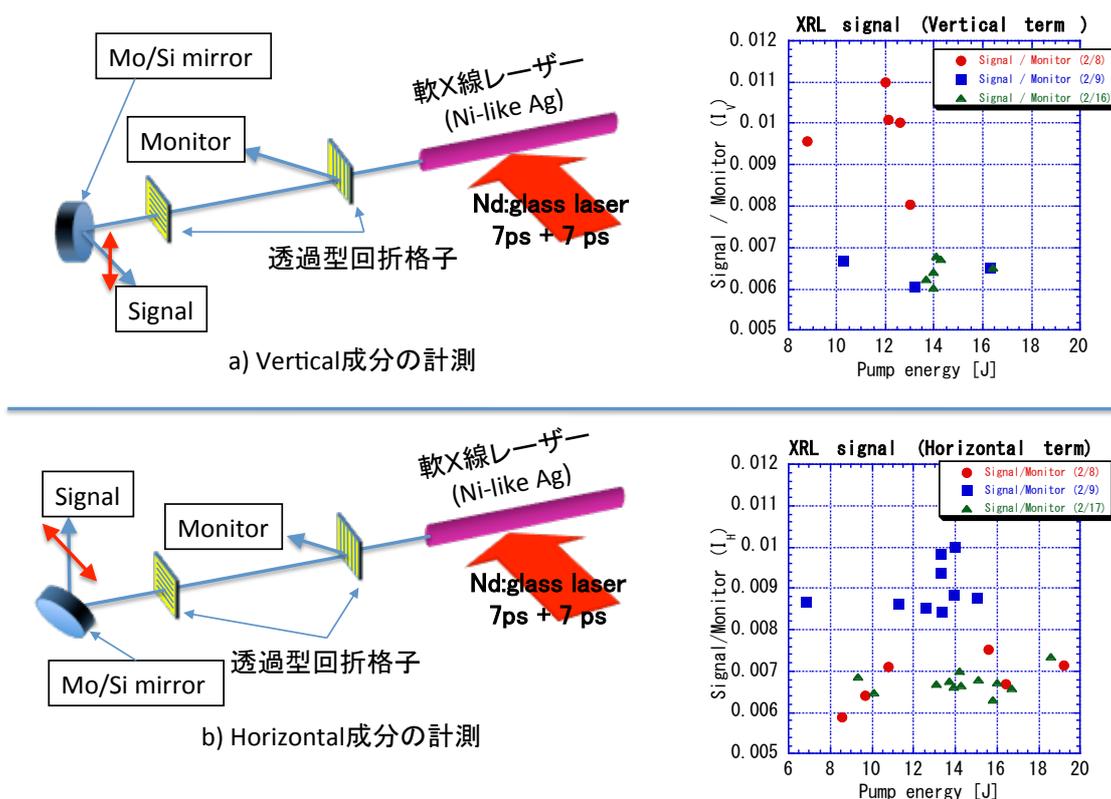


図 2.2-4) TCE 方式プラズマ軟X線レーザーの偏光計測

2.3. ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光分離

本節では、「媒質の外部から磁場を加える事で輻射の量子化軸を規定し、媒質中の個々のイオンが本来有している偏光性を任意に抽出する」手法について検討を行う。図 2. 1-1 に示したように円偏光成分(σ 光、 σ' 光)と直線偏光成分(π 光)は量子化軸に対して輻射の方向が異なる為、磁場の向きにより、直線偏光と円偏光を任意に抽出可能である[2]。特に図 2. 3-1 の様に、媒質中の光の伝搬方向と平行に磁場を設置した場合、量子化軸は観測方向に固定され、 σ 光、 σ' 光のみが軟X線レーザー媒質中を伝搬、増幅するため、左右の円偏光のみを抽出する事が出来る。 σ 光、 σ' 光は通常であれば縮退しているため個別に認識する事は不可能であるが、十分な強度の磁場が加えられた場合、レーザー遷移の下準位の縮退がゼーマン効果により解消されるため、分光的に分離を行う事ができる。本方式は位相子等を用いて円偏光を生成する方式と比較して、全ての波長に対応可能な事、左右の円偏光が同軸で同時に得られるという点で優れている。

2.3.1. 軟X線ゼーマンレーザー

図 2. 3-1 の磁場とレーザー媒質の配置、及びこの配置により発生するレーザーは「軸ゼーマンレーザー配置」、「軸ゼーマンレーザー」[4]と呼ばれており、可視領域では市販化もされている[5]が、これを軟X線領域で実現するのは非常に困難であり、これまでにそのような試みは行わ

れてこなかった。その原因としては、以下の要因が挙げられる。

- (i) 軟X線領域での左右の円偏光のゼーマン分離には、極めて大きな磁場 (> 10 T) が必要。
- (ii) ゼーマン効果による分離量が小さい為、高い波長分解能 ($\lambda/\Delta\lambda > 10^4$) の計測が必要。
- (iii) 高温高密度プラズマからの発光線は線幅が広く、ゼーマン分離が容易ではない。

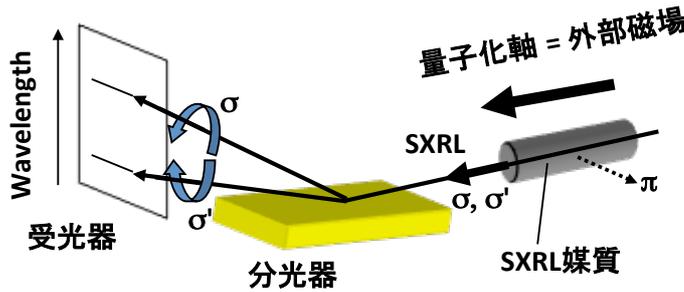


図 2.3-1) ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

ゼーマン効果による左右の円偏光の波長分離の量は、下準位の全角運動量 J 、磁気副準位のエネルギーシフト量 $\Delta\varepsilon$ [eV]、磁場強度: B [T]、ボーア磁子: $\mu_B = 5.79 \times 10^{-5}$ [eV/T]を用いて、

$$m_j = \pm 1 \text{ 準位のエネルギー差: } 2\Delta\varepsilon = 2\{J(J+1)\}^{1/2}\mu_B B (= 1.64 \times 10^{-4} B \text{ [eV]})$$

と表せる[2]。左右の円偏光をゼーマン効果により分離するには、第一にゼーマン分離量が軟X線レーザーの線幅を上回る必要がある。ゼーマン効果では、準位のエネルギーシフト量が磁場強度に比例するため、光子のエネルギーが高い軟X線領域では相対的に波長分離量は小さくなってしまふ。しかしながら、プラズマ軟X線レーザーの線幅はレーザー増幅による狭帯域化の効果もあり他の一般的なプラズマX線源と比較して極めて狭い ($\Delta\lambda / \lambda < 1 \times 10^{-4}$) [22, 24]ため、必要な磁場強度を比較的強く抑える事が出来る。図 2.3-2 に、軟X線レーザーの波長幅を $\Delta\lambda / \lambda = 1 \times 10^{-4}$ とした場合に、ゼーマン効果による左右の円偏光の波長分離量が軟X線レーザーの線幅と等しくなる磁場の強度を示す。波長 100 nm では必要な磁場強度は 5 T 程度であるが、波長 20 nm 以下 (Ni-like Mo, 18.9 nm) では 35 T 以上の磁場が必要である事が分かる。 35 T の磁場を生成する事は容易な事ではないが、軟X線レーザー媒質の大きさは数十 $\mu\text{m} \phi \times 5$ mm と非常に小さく、かつ媒質の持続時間も 1 ns 以下と短い為、磁場の発生は微小領域かつ過渡的で良い。従って、軟X線レーザー発生に対応した専用の小型マグネットとパルスパワー電源を組み合わせる事で 35 T の磁場を発生させる事は不可能ではない[27, 28]。本研究では更にプラズマ中での磁場の圧縮機構に着目して外部磁場への要求性能の低減の検討も行う。

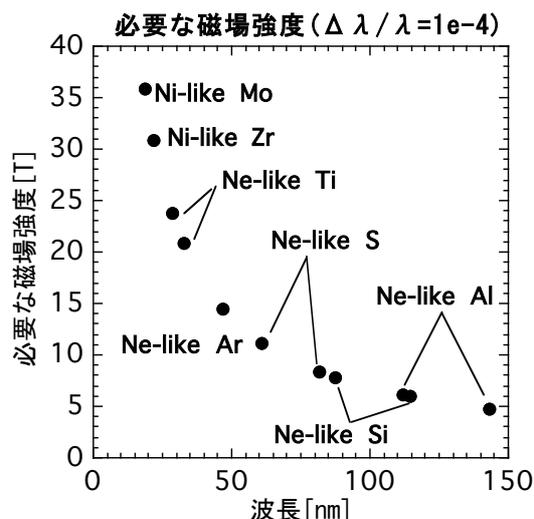


図 2.3-2) プラズマ軟X線レーザーの左右の円偏光の分離に必要な磁場強度

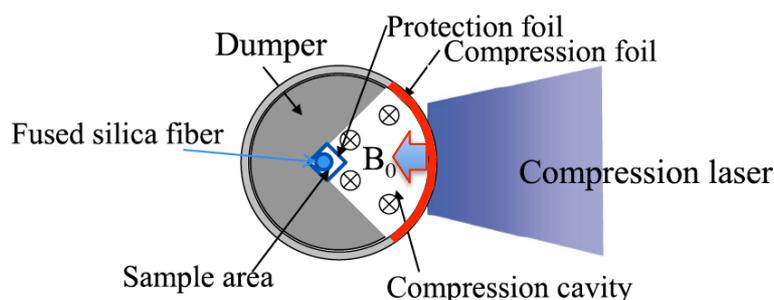
2.3.2. プラズマ中の磁場の圧縮機構を利用した軟X線ゼーマンレーザー

先に求めた外部磁場を用いたゼーマン分離による円偏光軟X線レーザーに必要な磁場強度では、分離量が軟X線レーザーの線幅と同程度であるため、1.3.2. (6) 節に示した様な極めて精度の高い計測を必要とする。軟X線レーザーの線幅の計測例としては、Ne-like Se(波長 20.6 nm) に対して 10 mÅ[22]、Ni-like Mo(波長 18.9 nm) に対して 17 mÅ[24] である事が報告されているが、これらの計測に必要な分解能は ($\lambda / \Delta\lambda > 1 \times 10^4$) であり、一般的な軟X線分光器の分解能 ($\lambda / \Delta\lambda < 10^3$) と比較して1桁以上高い。仮に 350 T 以上の磁場強度が得られるとすれば、取り扱いの容易な小型軟X線分光器による円偏光軟X線レーザーの抽出が実現可能となる。

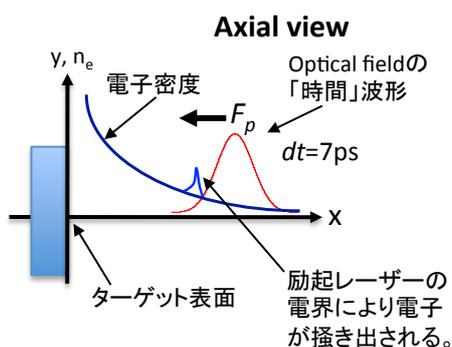
電子の移動速度が十分に速い(衝突による緩和が起こりにくい)場合、プラズマ中の磁束は電子に絡みつき共に移動することが知られている。この状態は、理想 MHD(magneto hydro dynamics) 状態[29]と呼ばれ、プラズマ中の電子密度が空間的な圧縮により 10 倍になれば、磁束密度も 10 倍に増大する。軟X線レーザー媒質は電子温度数百 eV 以上のプラズマであり、増幅の持続時間も数十 ps 程度と短く、磁束の緩和が起きるよりも早く現象が終了するため、理想 MHD に近い状態である事が予測される(詳細は 4.3.1 節に記す)。従って、励起レーザーの照射条件によっては外部から与えた磁場以上のゼーマン効果が期待できる。実験及び理論計算の両面において、プラズマ中に発生した衝撃波、励起レーザーのポンデロモーティブ力等により電子の圧縮と磁場の増大が起きる事が複数報告されている[28, 30-32]。電気通信大学の米田らは、レーザーの照射されたターゲットから吹き出すプラズマの圧力により、外部から与えた 20 T の種磁場を 800 T にまで圧縮することに成功している(図 2.3-3(a))[28]。図 2.3-3(b)に軟X線レーザー媒質を励起する際に生じるポンデロモーティブ力による電子密度の圧縮の概念を示す。我々は、1次元の輻射流体シミュレーション HYADES[33]を用いて Ni-like Ag 軟X線レーザー媒質の電子密度の計算

を行い、レーザーの照射直後に電子密度が2倍以上に上昇する事を見いだしている[10]。ポンデロモーティブ力を用いた場合、通常の軟X線レーザー発生と同じ平板ターゲットを用いる事が可能であり、応用実験に向けた高繰り返し化等にも対応可能であるため、本研究ではポンデロモーティブ力を用いた磁場圧縮機構について検討を行った。

a) プラズマの吹き出し(衝撃波)による磁束の圧縮実験



b) レーザー電場による電子密度の圧縮



c) Ni-like Agプラズマの電子密度(シミュレーション)

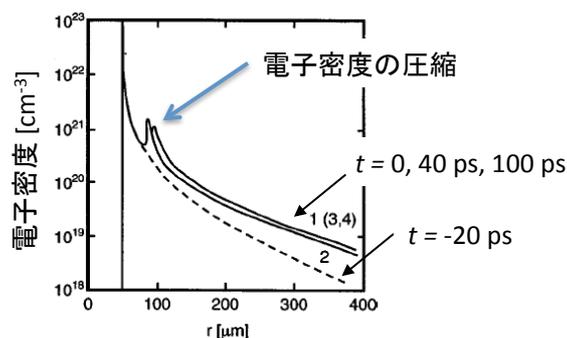


図 2.3-3) (a) レーザーを照射したターゲットからのプラズマの吹き出しによる磁束の圧縮実験[28]。(b)励起レーザーのポンデロモーティブ力(F_p)による電子密度の圧縮の概念。(c) 一次元輻射流体コードによる Ni-like Ag 軟X線レーザー媒質の電子密度の計算結果[10]。

ポンデロモーティブ力は、レーザーの電場勾配の変化（電場のピーク強度の時間、空間的な変化）が荷電粒子に作用する力である。プラズマ中の荷電粒子は振動電場であるレーザー電場により振動するが、電場強度の平均値（エンベロープ）が一定の場合には、荷電粒子はレーザー電場の一周後には元の位置に戻される。一方、電場強度の平均値が変化する場合、元の位置には戻らない。この時に荷電粒子を移動させる力をポンデロモーティブ力と呼ぶ。図 2.3-3(a)は、軟X線レーザーの出射軸方向から見た概念図であり、プリパルスによって生じたプラズマ中にメインパルスが入射される際に、励起レーザーの強度が時間と共に変化していく事でポンデロモーティブ力(F_p)が発生し、電子がターゲット方向に圧縮を受ける。ポンデロモーティブ力はレーザーの電場強度の平均値の変動により生じる為、ピーク強度が同じであれば変化の勾配が大きい程に強くなる。これは時間波形だけではなく、空間波形についても言える事であり、レーザーの集光

径が小さいほどポンデロモーティブ力は増大する。プラズマ軟X線レーザーを励起するレーザーの集光径は通常 100 μm 以下であり、空間方向の電場勾配はピコ秒のパルス幅の励起レーザーの時間方向の電場勾配を上回る (1 ps は 300 μm に相当する)。空間波形によるポンデロモーティブ力は、時間波形によるポンデロモーティブ力と垂直な方向に働くため、図 2.3-4(a) の場合には電子密度を圧縮する力にはなり得ないが、励起レーザーをターゲットに対して斜入射にした場合 (GRIP: Grazing incidence pumping[34], 1.3.2. (4) 節を参照)、図 2.3-4(b) に示した様に空間方向のポンデロモーティブ力が電子密度を圧縮する力となり得る。従って、GRIP 方式の場合、直入射励起の場合と比較してポンデロモーティブ力が増大し、より大きな磁場の圧縮効果が期待され、大きなゼーマン分離が得られると予想される。

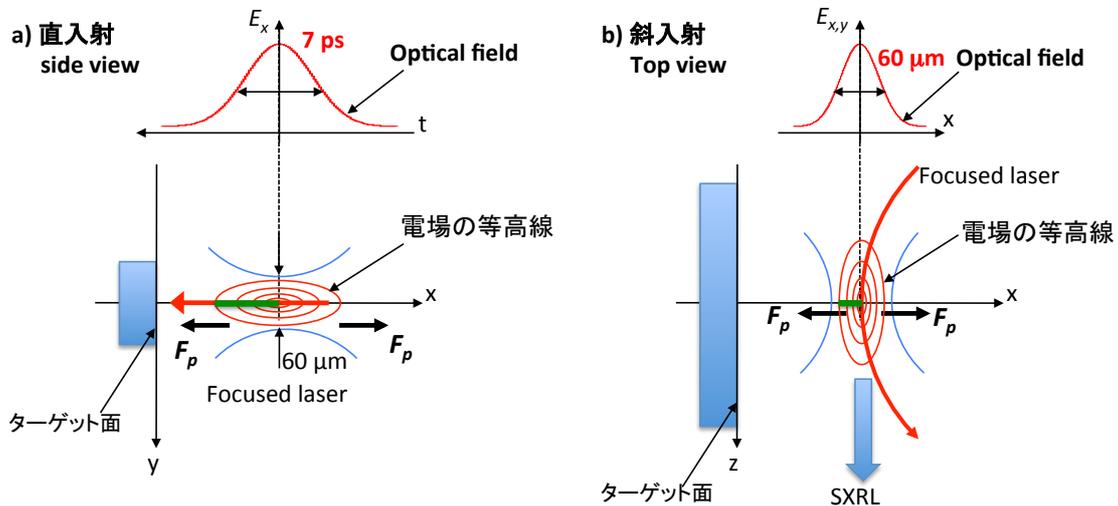


図 2.3-4) 電子密度を圧縮するポンデロモーティブ力(F_p)を生じさせる電場の勾配。直入射(a)の場合は dE/dt 、斜入射(b)の場合は dE/dx が F_p を生じさせる。

図 2.3-5 に、外部磁場とプラズマ中の磁場圧縮効果を利用した軸ゼーマンレーザー配置による軟X線レーザーの偏光制御の全体像及びその応用例を示す。励起レーザーを斜入射とする事により磁場生成用のコイル内部設置したターゲットに励起レーザーを導入する事が可能となり、更に直入射励起の場合と比較して大きな磁場の圧縮効果が得られるため、左右の円偏光の分離がより容易になる事が期待できる。本方式は左右の円偏光が同軸で同時に得られるという利点があり、図 2.3-5 に示したように光軸中にサンプルを設置する事で左右の円偏光の吸収の違いを計測する円偏光二色性計測(図 1.1-11 を参照)も可能となる。

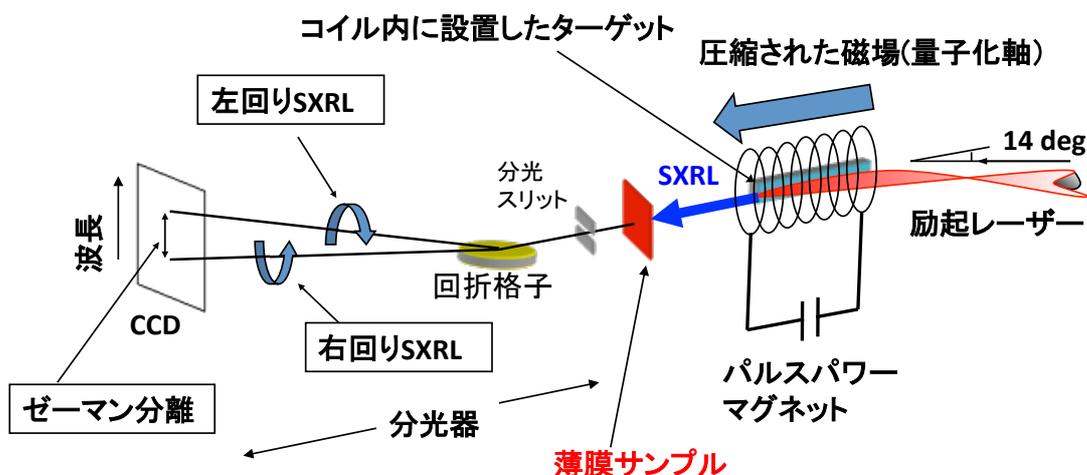


図 2.3-5) ゼーマン効果を利用した円偏光軟X線レーザーの生成とその応用例

本研究では、軟X線レーザーに対応した小型パルスパワーマグネットを新たに開発し、斜入射励起方式のニッケル様モリブデン軟X線レーザー（波長 18.9 nm）に 15 T の外部磁場を加える事でスペクトルのゼーマン分離の観測を行った[1]。詳細は 4 章で述べる。

2章 参考文献

- [1] Noboru Hasegawa, Akira Sasaki, Hiroshi Yamatani, Maki Kishimoto, Momoko Tanaka, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Yuichi Kunieda, and Tetsuya Kawachi, Atsushi Iwamae and Hitoki Yoneda, “High-resolution Spectroscopy of the Nickel-like Molybdenum X-ray Laser Toward the Generation of Circularly Polarized X-ray Laser”, Journal of Optical Society of Korea, 13, No. 1, p60 (2009).
- [2] G. HERZBERG, 堀健夫 “原子スペクトルと原子構造”, ISBN 4-621-02977-0 C3043, 丸善 (1996).
- [3] T. Kawachi, K. Murai, G. Yuan, S. Ninpmiya, R. Kpdama, H. Daidp, Y. Katp, and T. Fujimoto, “Observation of Polarization of the Soft X-Ray Laser Line in Neohke Germanium Ions”, Physical Review Letters, **75**, No. 21, 3826 (1995).
- [4] N. Umeda, M. Tsukiji, and H. Takasaki, “Stabilized ^3He - ^{20}Ne transverse Zeeman laser” Applied Optics **19**, No. 3 pp.442 (1980).
- [5] http://www.neoark.co.jp/english/product_laser_light_source01.html
- [6] Noboru Hasegawa, Alexander V. Kilpio, Keisuke Nagashima, Tetsuya Kawachi, Masataka Kado, Momoko Tanaka, Shinichi Namba, Kenjiro Takahashi, Kouta Sukegawa, Lu Peixiang, Tang Huajing, Maki Kishimoto, Tai Renzhong, Hiroyuki Daido, Yoshiaki Kato, “Higher harmonics generation for the high coherent x-ray laser”, Proc. SPIE vol.4505, 204-210 (2001).

- [7] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, R. Z. Tai, Y. Ochi, M. Nishikino, K. Nagashima, and Y. Kato, “Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation neonlike manganese x-ray laser medium” *Physical Review A* **76**, 043805 (2007).
- [8] Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, Maki Kishimoto, Kouta Sukegawa, Momoko Tanaka, Tai Renzhong¹, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Keisuke Nagashima, and Yoshiaki Kato, “Frequency Filter of Seed X-ray by Use of X-ray Laser Medium: Toward the Generation of the Temporally Coherent X-ray Laser”, *Japanese Journal of Applied Physics* **48** 012503 (2009)
- [9] Y. Ochi, T. Kawachi, N. Hasegawa, A. Sasaki, K. Nagashima, K. Sukegawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, M. Nishikino, and M. Kado, “Measurement of temporal durations of transient collisional excitation X-ray lasers”, *Appl. Phys. B* **78**, 961(2004).
- [10] Tetsuya Kawachi, Masataka Kado, Momoko Tanaka, Akira Sasaki, Noboru Hasegawa, Alexander V. Kilpio, Sinichi Namba, Keisuke Nagashima, Peixiang Lu, Kenjiro Takahashi, Huajing Tang, Renzhong Tai, Maki Kishimoto, Masato Koike, Hiroyuki Daido, and Yoshiaki Kato, “Gain saturation of nickel-like silver and tin x-ray lasers by use of a tabletop pumping laser system” *Physical Review A*, **66**, 033815 (2002).
- [11] M. Tanaka, M. Nishikino, T. Kawachi, N. Hasegawa, M. Kado, M. Kishimoto, K. Nagashima, Y. Kato, “X-ray laser beam with diffraction-limited divergence generated with two gain media,” *Opt. Lett.* **28**, pp.1680-1682 (2003).
- [12] M. Nishikino, M. Tanaka, K. Nagashima, M. Kishimoto, M. Kado, T. Kawachi, K. Sukegawa, Y. Ochi, N. Hasegawa, Y. Kato, “Demonstration of a soft-x-ray laser at 13.9 nm with full spatial coherence,” *Phys. Rev. A* **68**, p.061802(R) (2003).
- [13] Masaharu Nishikino, Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, Hiroshi Yamatani, Kota Sukegawa, and Keisuke Nagashima, “Characterization of a high-brilliance soft x-ray laser at 13:9 nm by use of an oscillator–amplifier configuration,” *Appl. Opt.* **47**, pp.1129-1134 (2008).
- [14] http://henke.lbl.gov/optical_constants/multi2.html
- [15] B. Corkum “Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization” *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
- [16] E. Takahashi, Y. Nabekawa, T. Otsuka, M. Obata, K. Midorikawa, “Generation of highly coherent submicrojoule soft x rays by high-order harmonics,” *Phys. Rev. A* **66**, p.021802(R) (2002)
- [17] E. Takahashi, Y. Nabekawa, K. Midorikawa, “Low-divergence coherent soft x-ray source at 13 nm by high-order harmonics,” *Appl. Phys. Lett.* **84**, pp.4-6 (2004).
- [18] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, R. Z. Tai, Y. Ochi,

- M. Nishikino, K. Nagashima, and Y. Kato, “Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation neonlike manganese x-ray laser medium” *Physical Review A* 76, 043805 (2007).
- [19] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lache`ze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Merce`re, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau, and C. Valentin, “A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam”, *Nature* 431 (2004) 426.
- [20] T. Mocek, S. Sebban, G. Maynard, Ph. Zeitoun, G. Faivre, A. Hallou, M. Fajardo, S. Kazamias, B. Cros, D. Aubert, G. de Lache`ze-Murel, J. P. Rousseau, and J. Dubau, “Absolute Time-Resolved X-Ray Laser Gain Measurement”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 173902 (2005).
- [21] Y. Wang, E. Granados, M. A. Larotonda, M. Berrill, B. M.Luther, D. Patel, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, “High-Brightness Injection-Seeded Soft-X-Ray-Laser Amplifier Using a Solid Target”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 123901 (2006).
- [22] Jeffrey A. Koch, Brian J. MacGowan, Luiz B. Da Silva, Dennis L. Matthews, James H. Underwood, Philip J. Batson, Richard W. Lee, Richard A. London, and Stan Mrowka, “Experimental and theoretical investigation of neonlike selenium x-ray laser spectral linewidths and their variation with amplification”, *Physical Review A*, 50, 1877 (1994).
- [23] Noboru HASEGAWA, Tetsuya KAWACHI, Takayuki UTSUMI, Akira SASAKI, Momoko TANAKA, Masataka KADO, Kouta SUKEGAWA, Lu PEIXIANG, Maki KISHIMOTO, Tai RENZHONG, Keisuke NAGASHIMA, Masato KOIKE, Hiroyuki DAIDO and Yoshiaki KATO, “High-Precision Measurement of the Wavelength of a Nickel-like Silver X-ray Laser” , *Jpn. J. Appl. Phys., Part1* **43**, 2519 (2004).
- [24] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, H. Yamatani¹, M. Kishimoto, Y. Ochi, M. Tanaka, M. Nishikino, Y. Kunieda, K. Nagashima, and H. Yoneda., “High-precision measurement of the spectral width of the nickel-like molybdenum x-ray laser”, *Journal of Physics: Conference Series* 163 012062 (2009).
- [25] Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, Maki Kishimoto, Kouta Sukegawa, Momoko Tanaka, Tai Renzhong¹, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Keisuke Nagashima, and Yoshiaki Kato, “Frequency Filter of Seed X-ray by Use of X-ray Laser Medium: Toward the Generation of the Temporally Coherent X-ray Laser”, *Japanese Journal of Applied Physics* **48** 012503 (2009)
- [26] 越智義浩, 錦野 将元, 河内 哲哉, 岩前 敦, 長谷川 登, 田中 桃子, 永島 圭介, “ニッケル様軟X線レーザーの偏光特性”, 日本物理学会秋期大会 (2005).
- [27] Koichi Kindo, “100 T magnet developed in Osaka”, *Physica B*294-295, pp. 585-590 (2001).

- [28] Hitoki Yoneda and Tomonori Namiki, Akinori Nishida and Ryosuke Kodama, Youichi Sakawa, Yasuhiro Kuramitsu, Taichi Morita, Kento Nishio, and Takao Ide, “Strong Compression of a Magnetic Field with a Laser-Accelerated Foil”, *Physical Review Letters* **109**, 125004 (2012)
- [29] 安積正史, “MHD とは”, *プラズマ・核融合学会誌* 77(5), 457-463 (2001).
- [30] O. V. Gotchev, J. P. Knauer, P. Y. Chang, N. W. Jang, M. J. Shoup III, D. D. Meyerhofer, and R. Betti, “Seeding magnetic fields for laser-driven flux compression in high-energy-density plasmas”, *Physical Review Letters* **80**, pp.043504-1 - 043504-9 (2009)
- [31] F.G. Tomasel, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Rocca, “Enhanced beam characteristics of a discharge-pumped soft-x-ray amplifier by an axial magnetic field”, *Phys. Rev. A*, **54**, pp.2474 (1996).
- [32] F.S. Felber, M.A. Liberman, and A.L. Velikovich, “Magnetic flux compression by dynamic plasmas. I. Subsonic selfsimilar compression of a magnetized plasma-filled liner”, *Physics of Fluids*, **31**, 3675 (1988).
- [33] G. J. Pert, “The hybrid model and its application for studying free expansion”, *Journal of Fluid Mechanics* **131**, 401 (1983).
- [34] R. Keenan, J. Dunn, V. N. Shlyaptsev, R. F. Smith, P. K. Patel, D. F. Price, “Efficient pumping schemes for high average brightness collisional x-ray lasers,” *Proc. SPIE* **5197**, pp.213-220 (2003).

3 章. 高次高調波の導入によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

| | |
|--|----|
| 3.1. 概要 | 53 |
| 3.2. 高次高調波発生の原理、及びプラズマ軟X線レーザー媒質の選定 | 54 |
| 3.3. ネオン様マンガン軟X線レーザー(26.9 nm)への高次高調波の導入 | 56 |
| 3.3.1. ASEモードにおけるネオン様マンガン軟X線レーザーの特性 | 56 |
| 3.3.2. Ti:Sapphireレーザーを用いたシード光(第29次高調波)の発生 | 60 |
| 3.3.3. 高次高調波を導入したネオン様マンガン軟X線レーザー | 63 |
| (1)空間プロファイルの改善 | 64 |
| (2)増幅率の時間変化の計測及びシミュレーションとの比較 | 65 |
| (3)予想される偏光状態 | 68 |
| 3.4. ニッケル様銀軟X線レーザー(13.9 nm)への高次高調波の導入 | 68 |
| 3.4.1. ASEモードにおけるニッケル様銀軟X線レーザー媒質の特性 | 68 |
| 3.4.2. Ti:Sapphireレーザーを用いたシード光(第57次高調波)の発生 | 71 |
| 3.4.3. 高次高調波を導入したニッケル様銀軟X線レーザー | 72 |
| 3.5. 高次高調波を種光とした軟X線レーザーの改善点 | 74 |
| 3.6. 3章の結論 | 75 |
| 3.7. 付録 | 76 |
| 3.7.1. プラズマ軟X線レーザーの飽和強度の見積り | 76 |
| 3.7.2. 周波数フィルターによる時間コヒーレント化 | 77 |
| 3章 参考文献 | 80 |

3.1. 概要

光の偏光制御の方法は、大別して「媒質の異方性もしくは輻射の非等方性を利用して偏光した光を発生させる」方法と、「発生した光を光学素子により偏光化する」方法に分けられるが、光源がレーザーの場合には「外部から偏光した光を導入し、偏光を制御する」という第三の方法を採る事ができる。これは、レーザーの場合、通常の光源の様な無秩序な光の重ね合わせではなく、元になる微小な光量の光を、その語源(Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)の通り、「増幅」する事によって生成している事に由来する。通常の軟X線レーザーは媒質中の無秩序な自然放出光(SE: Spontaneous Emission)を種光として増幅されるASE(Amplified Spontaneous Emission)光であるが、本章では自然放出光よりも十分に強く、かつ偏光した軟X線である高次高調波をシード光とする事でプラズマ軟X線レーザーの偏光制御を試みた。高次高調波によるシード光を導入したプラズマ軟X線レーザーの概略を図3.1-1に示す。外部種光源の強度を I_{seed} とし、軟X線レーザー媒質との空間及び波長のマッチング率をそれぞれ ϵ_s 、 ϵ_λ とすると $\epsilon_s \epsilon_\lambda I_{seed}$ が増幅の対象となる[1-3]。これを増幅する事で種光源の特性に応じて軟X線レーザーの時間&空間プロファイル、偏光特性の改善が期待できる。シード光の偏光が増幅過程で乱されない場合、実効的なシード光の強度 $\epsilon_s \epsilon_\lambda I_{seed}$ と自然放出光の強度 I_{sp} の比、もしくはシード光の偏光度が最終的な偏光度を決定する。更に、シード光をプローブと見なす事で、軟X線レーザー媒質の増幅特性を計測する事も可能である。軟X線レーザーの波長及び増幅特性は多価イオンの原子過程で決定されており、その情報は原子過程のシミュレーション[4]等のベンチマークとしても期待できる。

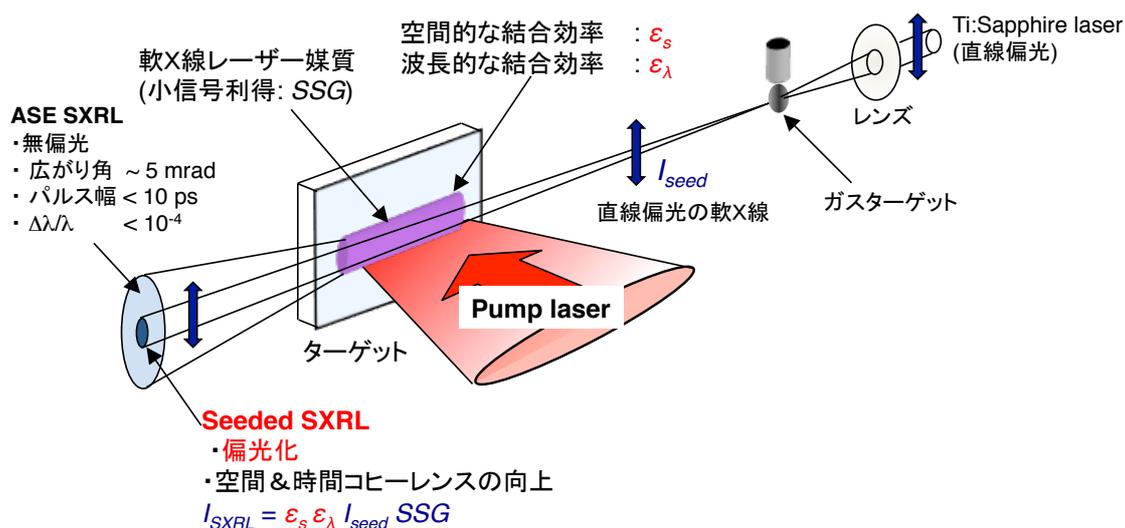


図 3.1-1) 高次高調波発生を種光としたプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

3.2. 高次高調波発生の原理、及びプラズマ軟X線レーザー媒質の選定

高次高調波は、直線偏光した高強度レーザーを原子又は分子に入射する事で発生する。レーザーの光電場により、電子は振動エネルギーを受けとるが、照射強度が低い場合には、電子は原子内に留まり、振動エネルギーは光電場に戻される。この時の光電場、電子の振動エネルギーは、それぞれポンドロモーティブポテンシャル、ポンドロモーティブエネルギー (U_p) と呼ばれ、 U_p は照射強度の 1 乗、波長の 2 乗に比例する。ポンドロモーティブエネルギーが原子のイオン化エネルギー (I_p) を上回ると、光電場により原子のクーロンポテンシャルが歪められ、トンネル電離と呼ばれる現象が発生する (図 3.2-1)。トンネルイオン化に因って生成された自由電子は、光電場より加速されるが、光電場は振動場であるため、半周期後に逆方向に加速される事で元の原子に再結合される確率を持つ。この時に、自由電子の運動エネルギーとイオン化エネルギーの和にほぼ等しいエネルギーが高調波として放出される。この描像は、1992 年に P. Corkum らによって提唱され、3 ステップモデルと呼ばれている [5]。光電場が円偏光である場合には、電子が受ける電場の振動方向が時間と共に変化するため、再結合が行われず。従って高次高調波の発生は直線偏光に対してのみ成立する。

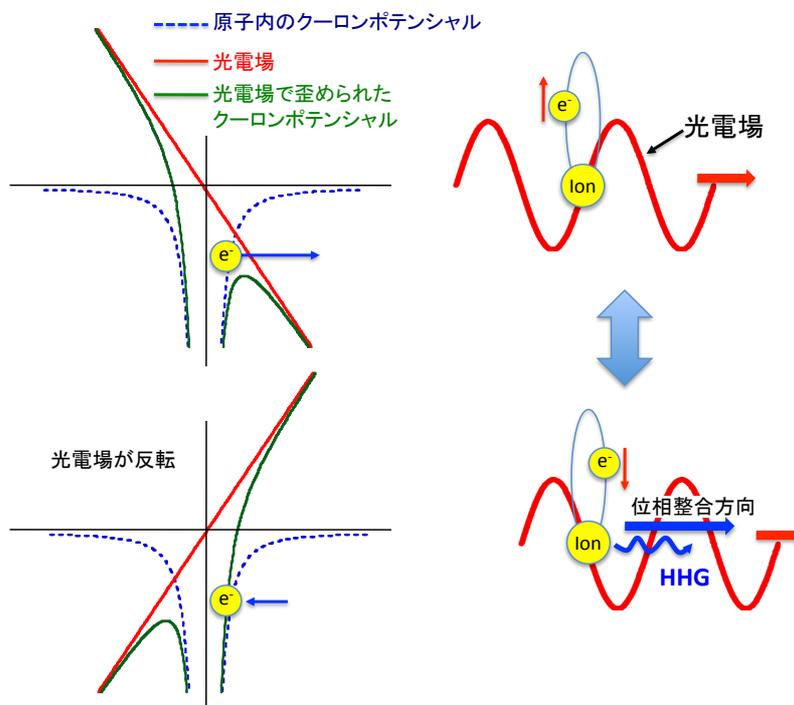


図 3.2-1) 高次高調波の発生原理。コヒーレントな光電場によって束縛電子が本来の軌道を越えて振動運動する事により、コヒーレントな高エネルギー光子が発生する。

3 章. 高次高調波の導入によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御

高次高調波の最大エネルギー E_{max} [eV]は、以下の式で表される[6]。

$$E_{max} = I_p + 3.2 U_p$$

ポンドロモータイブエネルギーは、振動している光電場中での電子の運動エネルギーであり、次式で表される。

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2} = 9.3 \times 10^{-14} I_{Laser} \lambda_{Laser}^2 [eV]$$

e : 電子の素電荷, 1.6×10^{-19} [C]

m_e : 電子の質量, 9.1×10^{-31} [kg]

E_0 : レーザーの電場強度 [V/m]

ω : レーザーの角速度 [rad]

I_{Laser} : レーザーの照射強度 [W/cm^2]

λ_{Laser} : レーザーの波長 [μm]

上式に示したようにレーザーの照射強度が高い程、短波長の高次高調波が得られるが、通常の(加熱による)イオン化が起きてしまうと光電場による電子のコヒーレントな振動が阻害される為、入射レーザーの強度には上限が存在する(波長 800 nm の Ti:Sapphire レーザーを用いた場合で $10^{14} \sim 10^{15} W/cm^2$ 程度)。高い照射強度と低いレーザーエネルギーを両立させるため、高次高調波の生成には主にパルス幅 100 fs 以下の Ti:Sapphire レーザーが用いられる。高次高調波の媒質としては、イオン化エネルギーの大きい He (24.587 eV)、Ne (21.564 eV)、Ar (15.762 eV) 等の希ガスが主に用いられ、波長 30 nm 付近では Ar、波長 15 nm 付近では Ne、波長 10 nm 以下では He が用いられる[7]。例を挙げると、波長 800 nm の光を照射強度 $10^{15} W/cm^2$ で He に照射した場合、 $U_p = 59.5$ eV, $E_{max} = 215.1$ eV (波長 5.8 nm) となる。実際には、希ガス中での軟X線の吸収、位相整合等の条件により、特定の次数を中心に数次程度の光が得られる事が多い。図 3.2-2 に高次高調波発生の典型的な配置と、Ar を媒質とした時の高次高調波発生の一例を示す[1]。

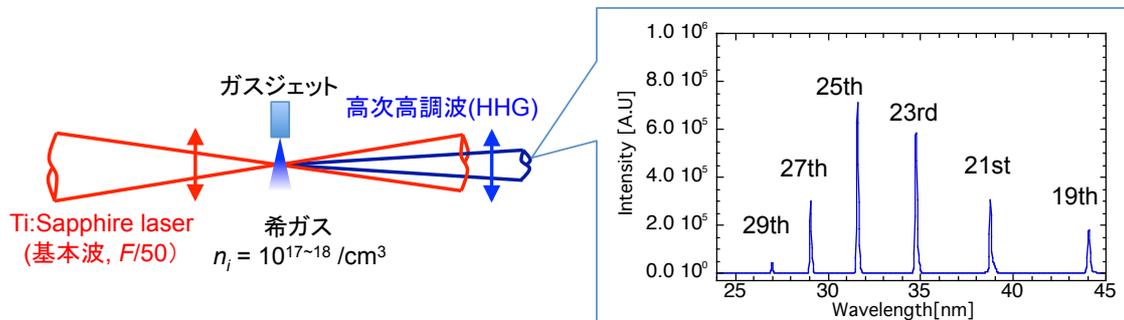


図 3.2-2) Ar ガスを媒体とした Ti:Sapphire レーザーの高次高調波発生の一例 [1]。

軟X線レーザーの種光源として高次高調波を適用するには、第一に発振波長とのマッチングが不可欠である。高次高調波は、図 3.2-2 に示したように離散的なスペクトルとなるため、いずれかの次数が軟X線レーザーの波長とマッチングすれば良い。高次高調波発生は波長変換の一種であるため、基本波の波長を変更する事により波長の調整が可能である。表 3.2-1 に軟X線レーザーの主な発振波長と、必要な基本波の波長を示した。本研究で高次高調波の生成に用いた Ti:Sapphire レーザーの発振波長の調整性可能な範囲は 775 nm ~ 810 nm であるため、ネオン様マンガ、ニッケル様銀を対象として原理実証実験を行った。

| ターゲット | イオン種 | 発振波長 [nm] | 基本波 [nm] | 次数 | 高調波の媒質 |
|-------|------|-----------|----------|----|--------|
| Ar | Ne | 46.9 | 797.3 | 17 | Ar |
| Xe | Pd | 41.8 | 794.2 | 19 | Ar |
| Kr | Ni | 32.8 | 820.0 | 25 | Ar |
| Ti | Ne | 32.6 | 815.0 | 25 | Ar |
| Mn | Ne | 26.9 | 780.1 | 29 | Ar |
| Mo | Ni | 18.9 | 812.7 | 43 | Ne |
| Ag | Ni | 13.9 | 792.3 | 57 | Ne |
| Sn | Ni | 11.9 | 797.3 | 67 | Ne |

表 3.2-1) 軟X線レーザーの発振波長、及び波長のマッチングが適用可能な高次高調波。

3.3. ネオン様マンガ軟X線レーザー (26.9 nm) への高次高調波の導入

3.3.1. ASE モードにおけるネオン様マンガ軟X線レーザーの特性

軟X線レーザー媒質は固体ターゲット上に、励起レーザーである CPA Nd:Glass レーザーを線状に集光して生成する (図 3.3-1)。ターゲットには面精度を確保する為にスライドガラスに蒸着したマンガ (厚さ 2 μm) を使用した。レーザーパルスは、主にイオン化を行う為のプリパルスとイオンを励起する為のメインパルスから構成される。プリパルスとメインパルスの間隔を調整する事により、媒質の密度勾配及び大きさを調整する。間隔が大きいほどに密度勾配が小さくなり、屈折の影響の少ない媒質となる反面、密度と温度が低下 (増幅率が低下) する。本研究では、これを補正する為にプリパルスとメインパルスの間に温度を保持する為の第2プリパルスを導入している。励起レーザーのエネルギーは合計 9 J であり、ターゲット上での照射強度は、プリパルス、第2プリパルス、メインパルスでそれぞれ、 $1.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、 $2.0 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 、 $6.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ とした。発生した軟X線レーザーは、厚さ 0.8 μm のアルミニウムフィルター (波長 26.9 nm に対する透過率は 18%) によりプラズマからの可視領域の発光を遮断した後に、斜入射分光器 [8] (1.3.2. (5) を参照) により分光される。本分光器は広い波長範囲 (14 nm ~ 36 nm) を同時に計測する事が可能である。更に、各波長におけるビーム広がり角も同時に計測可能である事から、本研究のようなビーム状光源の分光計測に最適である。

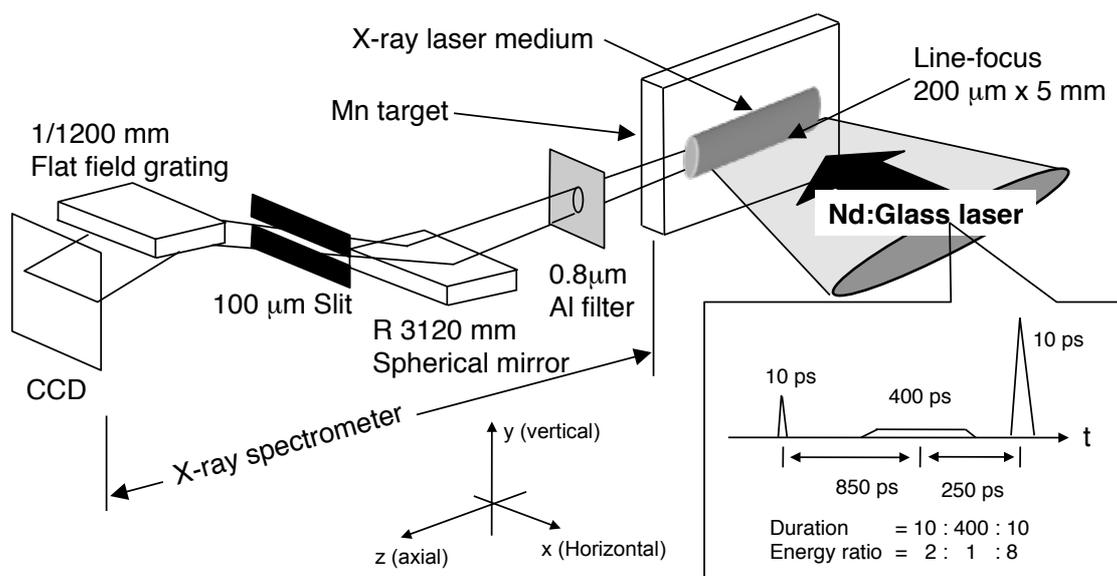


図 3.3-1) 軟X線レーザーの発生。斜入射分光器はターゲットから 2 m の位置に設置。

ネオン様マンガン軟X線レーザーの増幅媒質としての特性を評価する為に、媒質端からの自然放射光を増幅した ASE 軟X線レーザー (ASE: Amplified Spontaneous Emission) のビーム広がり角、増幅係数の計測を行った (図 3.3-2)。増幅係数の計測は、ターゲットの長さを 1 mm ~ 5 mm まで変化させる事で行った。

図 3.3-2(a)、(c) から分かるように軟X線レーザーは、他の発光線と比較して広がり角が約 5 mrad と狭く、かつバックグラウンドと比較して S/N も高い為、その識別は容易である。図 3.3-2 (b) は軟X線レーザーのスペクトルの拡大図を示している。軟X線レーザーの線幅は極めて狭いことが知られている (Ne-like Se: 20.6 nm, $\Delta\lambda_{\text{se}}/\lambda_{\text{se}} = 4.9 \times 10^{-5}$ [9], Ni-like Mo: 18.9 nm, $\Delta\lambda_{\text{mo}}/\lambda_{\text{mo}} = 9.0 \times 10^{-5}$ [10])。従って、今回計測された線幅の半値全幅 (FWHM: full width half maximum) 0.03 nm ($\Delta\lambda/\lambda = 1.1 \times 10^{-3}$) は分光器の分解能を表しているが、高次高調波の線幅はこの分解能よりも広く (次節参照)、高次高調波と軟X線レーザーの波長のマッチングを調整するには十分な性能であると言える。図 3.3-2 (d) は、媒質の長さに対する軟X線レーザーの強度を示している。軟X線レーザーの強度 (I) は、増幅係数 (g)、増幅媒質の長さ (L_2) を用いて $I \propto \exp(gL_2)$ と表せる事から、媒質端近辺 ($L_2 < 2$ mm) での増幅係数は $g = 12.5/\text{cm}$ と求められた。長さ 2 mm ~ 5 mm では増幅係数は $g' = 3.1/\text{cm}$ に減少しているが、これは、伝搬している光の強度と誘導放射光の強度が平衡に達した (飽和増幅)、もしくは増幅媒質の端から発生した自然放射光が増幅&伝搬中に屈折の影響により媒質からはみ出した事を示している。

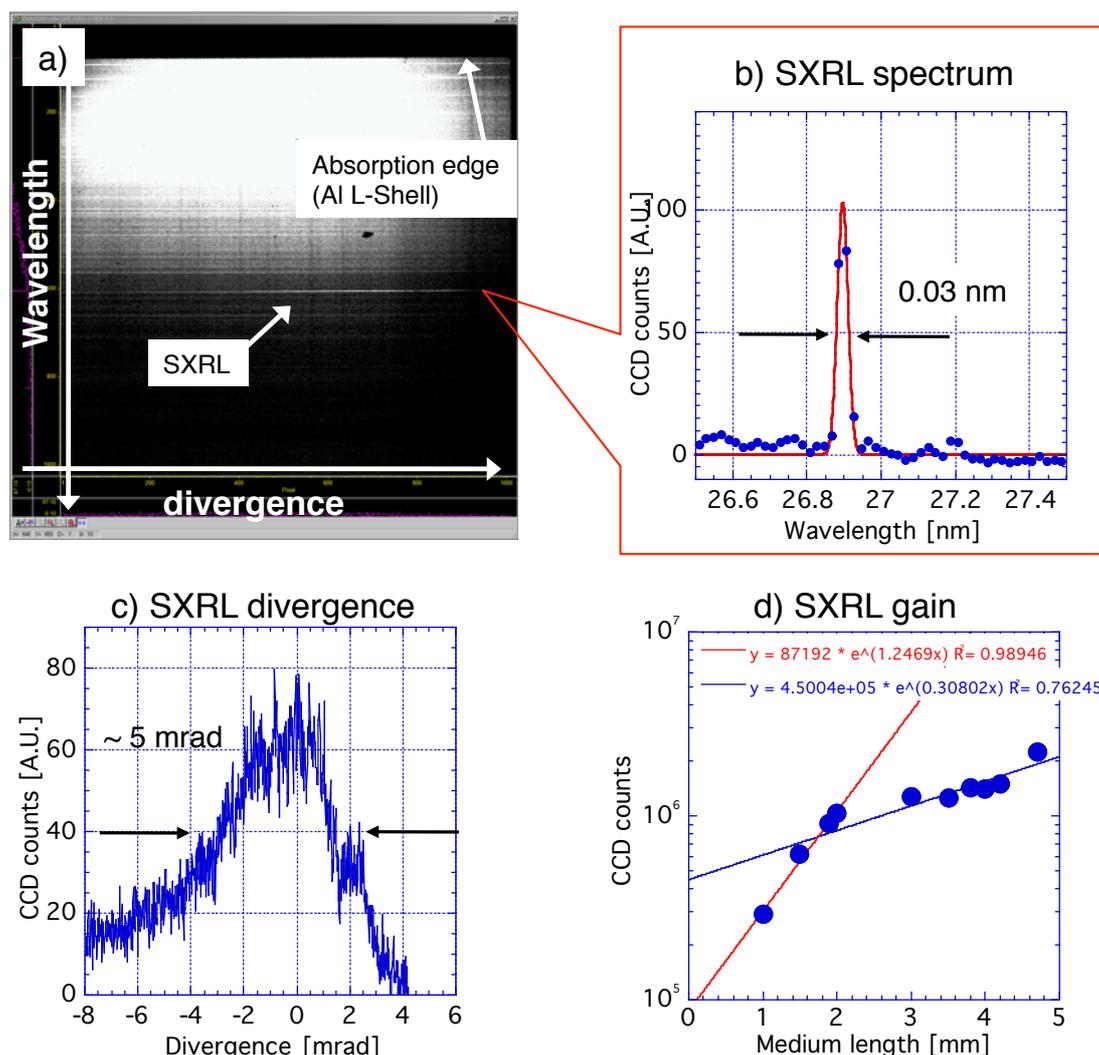


図 3.3-2) ASE モードにおけるネオン様マンガン軟X線レーザー。(a) 分光画像。(b) 軟X線レーザーのスペクトル (拡大図)。線幅は分光器の分解能を示している。(c) 軟X線レーザーの空間プロファイル。(d) 媒質の増幅係数。 $g \sim 12.5 (L < 2 \text{ mm})$, $g \sim 3.1 (L > 2 \text{ mm})$ 。

軟X線レーザー媒質端における自然放出光の強度

軟X線レーザー媒質の端の位置での自然放出光の強度 (I_{SP}) は、対象となる遷移の反転分布密度 (ΔN_i)、アインシュタインの A 係数 (A_{in})、媒質の形状 (図 3.3-3(a)) で決定される。反転分布密度は本計測で観測された増幅係数 (g) から見積もる事が可能であり、増幅係数 $g \sim 13 / \text{cm}$ の場合、反転分布密度は $1.5 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ 程度と見積もられる (計算の詳細は後述)。本実験における増幅係数の計測では、最小の増幅媒質の長さを 1 mm としたことから自然放出光の発生範囲 (図中の L_1) は 1 mm とした。増幅媒質の断面形状は、励起レーザーの線集光の幅と流体シミュレーションの結果 (後述の図 3.3-10(a) を参照) から $200 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ とし、長さ $L_2 (= 5 \text{ mm})$ の増幅媒質を通過する自然放出光の強度 (I_{SP}) の評価を行った。

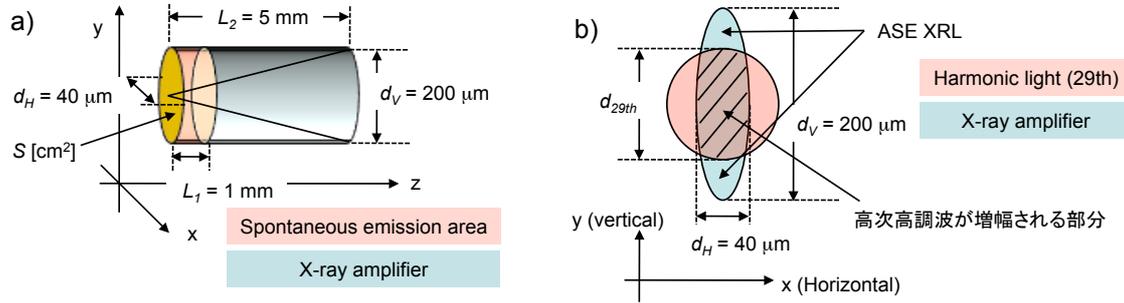


図 3.3-3) (a) 軟X線レーザー媒質の形状及び自然放出光の発生領域。(b) 媒質と種光との空間的な重なり。

I_{SE} は、以下式で表される。

$$I_{SE} = \int_{L=0}^{L=L_2} \int_S h\nu \cdot A_{Mn} \cdot \Delta N_i \cdot dS \cdot dL \cdot \frac{S}{4\pi(L_2 - L)^2} [J/s]$$

$$I_{SE} = \frac{h\nu \cdot A_{Mn} \cdot \Delta N_i \cdot S^2}{4\pi} \left(\frac{1}{L_2 - L_1} - \frac{1}{L_2} \right) [J/s]$$

| | | |
|--------------|---------------------------------|--|
| $h\nu$ | : 光子のエネルギー | 46.1 [eV] |
| L_1 | : 自然放出光の発生領域の長さ | 1 [mm] |
| L_2 | : SXRL 媒質の全長 | 5 [mm] |
| S | : SXRL 媒質の断面積 | 200 [μm] x 40 [μm] |
| A_{Mn} | : 3s-3p transition probability, | 1.0×10^9 [/s] |
| ΔN_i | : 反転分布密度*, | 1.5×10^{17} [/ cm^3] @ $g = 13$ [/cm] |

以上から、増幅媒質端面における自然放出光の強度は $I_{SE} = 1.6 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ となり、高次高調波(29th)は図 3.3-3(b)に示した増幅対象部位においてこれを上回る強度が求められる。

***) 反転分布密度の見積りについて**

軟X線レーザー媒質からの自然放出光の強度を見積もる為に、実験で計測した増幅係数から反転分布密度を計算する。反転分布密度が得られれば、誘導放出と吸収が均衡する光強度(飽和強度: Saturation intensity)も算出可能であるため、軟X線レーザー媒質から引き出せる光強度の上限も見積もる事が可能である[11]。

媒質の単位長さ当りの増幅係数 G [/cm]は、以下の式で記述される。

Eq. 1, $G = N_u \sigma_{stim} - N_l \sigma_{abs} \sim N_u \sigma_{stim} F,$

N_u : 上準位の状態密度、 N_l : 下準位の状態密度、 σ : 誘導放出(吸収)断面積

$$\text{Eq. 2, } F = 1 - \frac{N_l \sigma_{abs}}{N_u \sigma_{stim}} = 1 - \frac{N_l g_u}{N_u g_l}, \quad g_u, g_l \text{ は統計重率 (Ne, Ni-like では, } g_u = 1, g_l = 3)$$

σ_{stim} は、アインシュタインの A 係数で表せる。(Ne-like Mn の 3p-3s の A 係数 = 10^9 [1/s])

$$\text{Eq. 3, } \sigma_{stim} = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A_{ul} \approx \frac{\lambda^3}{8\pi c \Delta\lambda/\lambda} A_{ul} [\text{cm}^2], \quad \Delta\lambda, \lambda \text{ は軟X線レーザーの線幅、波長。}$$

A 係数は振動子強度 f を用いて、以下のように表せる。

$$\text{Eq. 4, } A_{ul} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{mc^3} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} \approx \frac{6.6 \times 10^{15}}{\lambda^2} \frac{g_l}{g_u} f_{lu}$$

これらをまとめると、単位を λ [Å], N [cm^{-3}] として、以下のようになる。

$$\text{Eq. 5, } G = 2.9 \times 10^{-17} \lambda f_{lu} \frac{g_l}{g_u} N_u F [\text{cm}^{-1}]$$

以上の式に Ne-like Mn の条件を適用する。

$$G = 13 \text{ [1/cm]}, \quad g_u = 1, \quad g_l = 3, \quad A = 10^9 \text{ [1/s]}, \quad \lambda = 269 \text{ [Å]}, \quad \Delta\lambda = 0.054 \text{ [Å]} \quad (\text{予測値})$$

Eq4 から f を求め、Eq. 5 から $N_u F$ (反転分布密度) を求めた。

$$\text{Eq. 4, } 1e+9 = 6.6e+15/269^2 \times 3 \times f \quad \therefore f = 3.65e-3 \text{ [Å}^2/\text{s]}$$

$$\text{Eq. 5, } 13 = 2.9e+17 \times 269 \times 3.65e-3 \times 3 \times N_u F$$

$$\therefore N_u F = 1.522e+17 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$$

3.3.2. Ti:Sapphire レーザーを用いたシード光 (第 29 次高調波) の発生

図 3.3-4 に、ネオン様マンガンを媒質とする軟X線レーザー (波長 26.9 nm) と組み合わせる為のシード光発生の実験配置を示す。基本波としては、中心波長 780 nm、波長幅 13 nm、パルス幅 80 fs の Ti:Sapphire レーザーを用いた。媒質には、直径 0.8 mm のガスノズルから噴出されるアルゴンガスを用いた。複数の波長 (基本波と高調波) に対して位相整合を得る為には、ガス中では基本波を平面波として伝搬させることが望ましい。従って、ガスの大きさよりも十分にレーリー長が長くなるように集光光学系を設定した。レーリー長は光学系の F ナンバーと波長 λ を用いておよそ $F^2 \lambda$ と表せることから、図 3.3-4 の配置ではレーリー長は約 8 mm となる。発生した高次高調波は、厚さ 0.8 μm のアルミニウムフィルターにより基本波を遮断した後に、軟X線分光器により分光される。ガスノズルの背圧を 30 Torr に設定 (予想されるガス密度は約 $10^{17}/\text{cm}^3$) し、媒質がプラズマ化しない範囲で高次高調波が強くなる様に照射強度の調整を行った。基本波のエネルギー (E_0) 2.5 mJ、集光位置でのスポットサイズ 100 μm 、照射強度 2×10^{14} W/ cm^2 の場合に得られた高次高調波の典型的な結果を図 3.3-5 に示す。第 23 次光が最も強く、第 31 次光までが観測された。照射強度を 3.2. 節の式に当てはめると、 $U_p = 11.31$ eV, $E_{max} = 51.97$ eV (波長 23.9 nm) となり、ほぼ予想通りの次数が得られている。軟X線レーザーの種光として用

いる第29次光に注目すると、スペクトル幅0.12 nm(FWHM)、ビーム広がり角1.4 mrad(FWHM)、エネルギー0.1 nJ/shot が得られた。

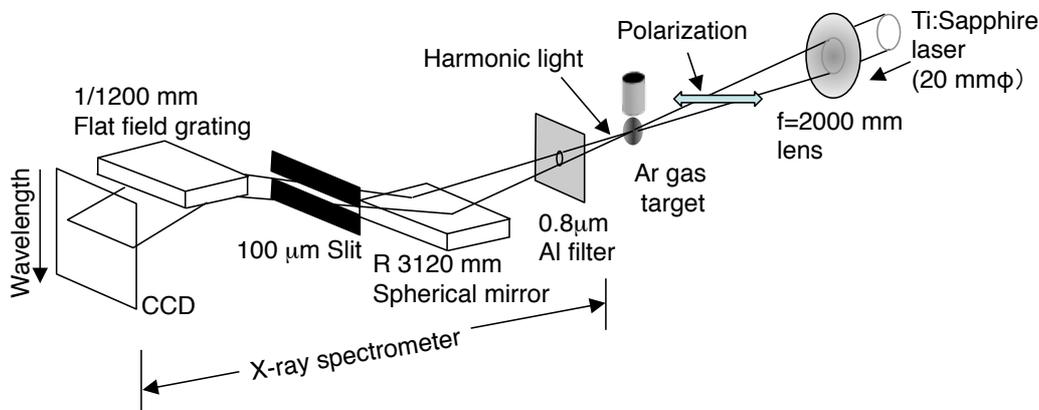


図 3.3-4) 高次高調波の発生と分光計測

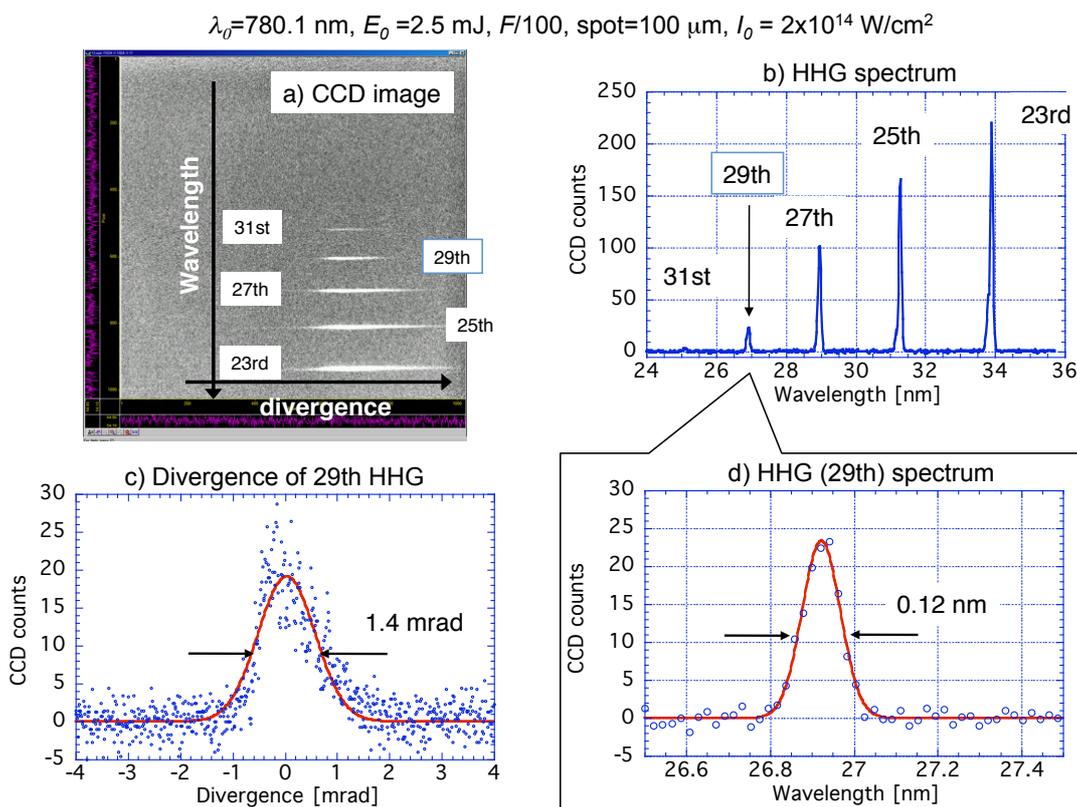


図 3.3-5) ネオン様マンガンの波長に合わせた高次高調波発生計測結果(50 shot 平均)。(a) 分光画像。(b) 高次高調波のスペクトル。(c) 第29次高調波のビーム広がり角。(d) 第29次高調波のスペクトル(拡大図)。中心波長は26.9 nmであり、基本波の波長から予想される波長($780.1 \text{ nm}/29 = 26.9 \text{ nm}$)と一致している。

シード光としての高次高調波の性能評価

高次高調波が軟X線レーザーのシード光として有効となるためには、軟X線レーザー媒質の端面（シード光が進入する位置）において、先に求めた自然放出光強度 ($I_{SF} = 1.6 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$) を上回る強度が必要となる。本節では、実験から得られた高次高調波と軟X線増幅媒質の特性値から両者のカップリング率を求める事で高次高調波のシード光としての性能の評価を行う。カップリングは、空間カップリング率 (ϵ_s) と波長カップリング率 (ϵ_λ) に分類され、実際に増幅に寄与する高次高調波は、29 次の高次高調波の強度を I_{29th} として、以下の式で表される。

$$\text{増幅に寄与する高次高調波の強度: } I_{seed} = \epsilon_s \epsilon_\lambda I_{29th}$$

高次高調波が増幅媒質に入射する際の空間的な広がりから空間カップリング率を、軟X線レーザーと高次高調波の線幅から波長カップリング率を求め、種光としての性能評価を行う。

①空間に対するカップリング

高次高調波(29th)と軟X線レーザー媒質の空間カップリング率 (ϵ_s) は増幅媒質端での高次高調波の断面積 (S_{29th}) と増幅媒質の断面積 (S_M) とで表される。

$$\text{空間カップリング率: } \epsilon_s = S_M / S_{29th} \quad (S_M > S_{29th} \text{ の場合は } 1)$$

高次高調波(29th)のビーム広がり角は 1.4 mrad であり、高次高調波の直径は、発生位置から増幅媒質の入口までの距離 (D [mm]) により、 $1.4 D/1000$ [mm] と表される。 D が小さいほど、高次高調波は効率良く増幅に寄与するが、高次高調波では基本波が同軸で伝搬する為、軟X線増幅媒質を乱さないように両者を遠ざけて設置する必要がある。本研究では、軟X線レーザーの励起光のメインパルスの照射強度 ($6.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$) よりも小さくなるように $D = 50 \text{ mm}$ と設定した。この場合、増幅媒質端での基本波の直径は約 500 μm となり、照射強度は 10^{13} W/cm^2 以下とすることができる。更に、増幅媒質の端での高次高調波の直径は 70 μm と予想される事から、増幅媒質端面での高次高調波と軟X線レーザー媒質の重なりは図 3.3-3(b) の様になり、空間カップリング率 (ϵ_s) は 0.68 となる。

②波長に対するカップリング

軟X線レーザーの波長幅 ($\Delta\lambda_M$) は高次高調波(29th)の線幅 ($\Delta\lambda_{29th}$) 0.12 nm よりも狭いため、高次高調波の一部のみが増幅に寄与する。自然放出光の線幅 (= $\Delta\lambda_{M,se}$) は、主に電子密度で決まるシュタルク幅とイオン温度で決まるドップラー幅により決定される。ASE 軟X線レーザーでは、増幅過程において狭窄化をうけるため、観測される線幅は自然放出光よりも狭くなる。波長に対するカップリング率は「増幅媒質の端での軟X線レーザーの線幅と高次高調波の線幅の比」で表されることから、

$$\text{波長カップリング率: } \epsilon_\lambda = \Delta\lambda_{M,se} / \Delta\lambda_{29th}$$

と表される。軟X線レーザーの線幅計測には高分解能計測が必要であるため、計測例が極めて少なく、ネオン様セレン (波長 20.6 nm)、ニッケル様モリブデン (波長 18.9 nm) でそれぞれ一例

が報告されているのみである [9, 10]。ネオン様セレン軟X線レーザーの自然放出光の線幅 0.0042 nm ($\Delta\lambda_{\text{Se}}/\lambda_{\text{Se}} = 2.0 \times 10^{-4}$) と同等の線幅を有していると仮定するとネオン様マンガンの軟X線レーザーの自然放出光の線幅は $\Delta\lambda_{\text{Mn}_{\text{Se}}} = 26.9 \text{ nm} \times \Delta\lambda_{\text{Se}}/\lambda_{\text{Se}} = 0.0054 \text{ nm}$ と見積もられ、波長カップリング率: $\epsilon_\lambda = 0.047$ が得られる。

③増幅に寄与する高次高調波と自然放出光の比率

外部からの種光の導入により軟X線レーザーの偏光特性の改善を行うには、増幅に寄与する高次高調波と自然放出光 ($I_{\text{SF}} = 1.6 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$) が十分なコントラストを持つ事が必要となる。増幅に寄与する高次高調波のエネルギー (E_{seed}) と強度 (I_{seed}) は、高次高調波 (29th) のエネルギー $E_{29\text{th}}$ ($= 0.1 \text{ nJ/shot}$)、パルス幅 ($\tau_{29\text{th}} = \tau_{780 \text{ nm}} = 80 \text{ fs}$ を仮定) を用いて、以下の式で表される。

$$\text{増幅に寄与する高次高調波のエネルギー: } E_{\text{seed}} = \epsilon_s \epsilon_\lambda E_{29\text{th}} \text{ [J]}$$

$$\text{増幅に寄与する高次高調波の強度: } I_{\text{seed}} = \epsilon_s \epsilon_\lambda E_{29\text{th}} / S_{29\text{th}} / \tau_{29\text{th}} \text{ [W/cm}^2\text{]}$$

以上から、 $E_{\text{seed}} = 3.2 \text{ pJ}$ 、 $I_{\text{seed}} = 1.0 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ が得られる。従って、増幅に寄与する高次高調波と自然放出光の比率は $I_{\text{seed}} / I_{\text{SF}} = 670$ となり、高次高調波が増幅されている領域では ASE の影響は小さく、偏光特性の改善に有効な種光となり得る。

3.3.3. 高次高調波を導入したネオン様マンガン軟X線レーザー

前節で生成した高次高調波 (29th) を軟X線レーザー媒質に導入及び増幅を行った。実験配置を図 3.3-6 に示す。広がり角 (1.4 mrad) を持つ高次高調波が軟X線レーザー媒質に効率良く入射されるように、ターゲットの設置角 (増幅媒質に対する高次高調波の入射角度) は高次高調波の光軸から 1 mrad 回転させている。

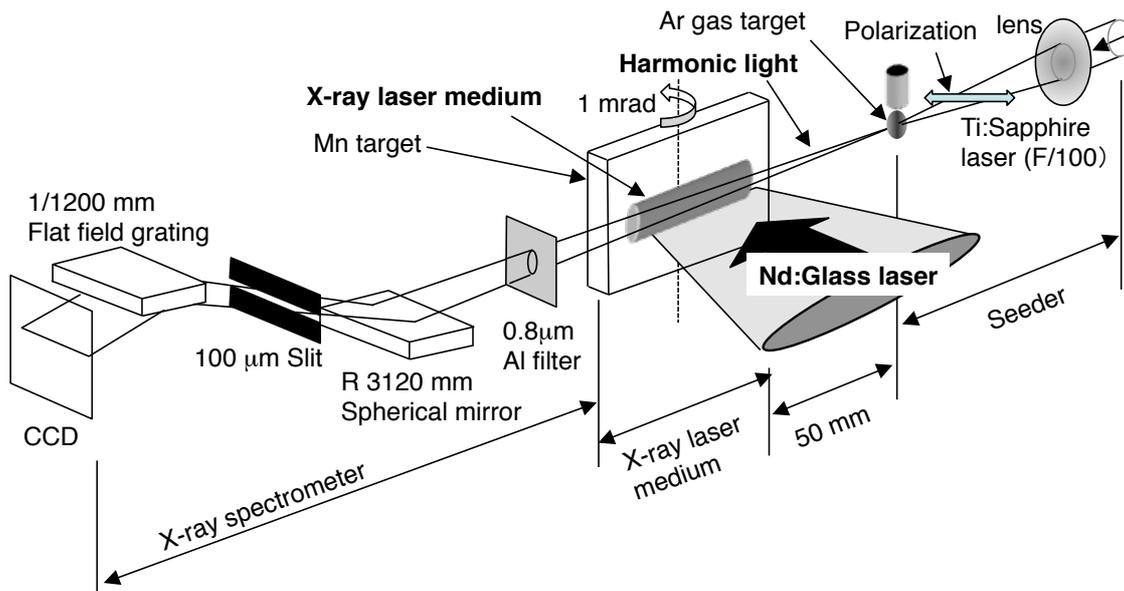


図 3.3-6) 高次高調波を導入したネオン様マンガン軟X線レーザーの発生実験

(1) 空間プロファイルの改善

高次高調波発生は基本波との間で位相整合条件を満たした波長変換であるため、高調波は基本波と同じタイミングで発生していると考えて良い。一方で軟X線レーザーはイオン化 → 電子衝突による反転分布の形成 → 発振、と通常のレーザー発振と同様に「熱エネルギー」を介した原子過程であるため、励起レーザー (Nd:Glass レーザー) の入射から増幅率が立ち上がるまでに有意な時間が掛かる。増幅率の立ち上がりには有する時間は増幅媒質の励起条件とイオン種に依存するが、過渡利得方軟X線レーザーの場合はおよそ数ピコ秒から数十ピコ秒程度と予想される [12]。Nd:glass レーザーと Ti:Sapphire レーザーがターゲットに同時に到達する時刻を $t = 0$ とし、Ti:Sapphire レーザー側に設置した遅延光学系により、軟X線レーザーの増幅媒質に対する高次高調波の入射タイミングを変化させる事で、軟X線レーザーの変化を観測した。図 3.3-7 に $t = 32$ ps の場合に得られたスペクトルと空間プロファイルを示す。

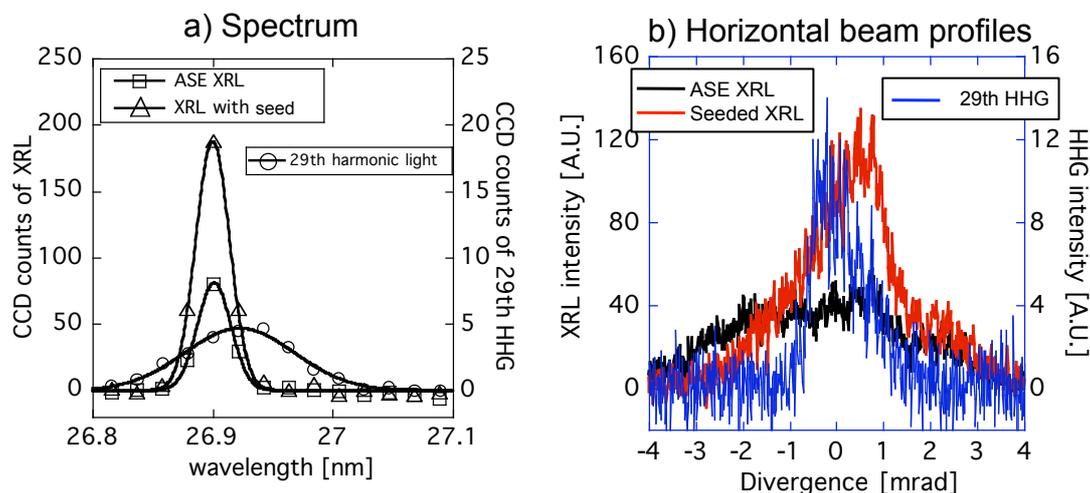


図 3.3-7) $t=32$ ps のタイミングでシード光を導入した軟X線レーザーの計測結果

図 3.3-7 (a) は高次高調波 (29th)、ASE 軟X線レーザー、シード光を導入した軟X線レーザーの中央部でのスペクトルを示している。高次高調波のスペクトルは軟X線レーザーの波長を十分にカバーしており、また、その強度は軟X線レーザーの数十分の 1 以下であることから、増幅が行われなければ軟X線レーザーの空間プロファイルに変化は起こりえない。図 3.3-7 (b) は、高次高調波 (29th)、ASE 軟X線レーザー、シーディングされた軟X線レーザーの水平方向の空間プロファイルを示している。高次高調波を計測する際には軟X線レーザー媒質の発生は行っておらず、媒質の密度勾配による屈折の影響は受けていない。シード光を導入した軟X線レーザーではシード光と重なっている中央部の強度が増大、ビームの広がり角が 5 mrad から 2 mrad 以下にまで減少し、特に中央部に着目すると、シード光である高次高調波 (広がり角 1.4 mrad) とほぼ同等の空間プロファイルが得られている。シーディングされた軟X線レーザーの空間プロファイルの

中心位置は、ターゲットの回転方向にシフトしており、媒質中での屈折の影響であると考えられるが、その差は 1 mrad 以下であり、増幅された種光は元の偏光及び波面を保持していると考えられる。本実験では図 3.3-3(b)に示したように、種光となる高次高調波の大きさが軟X線レーザー媒質の端面よりも小さい為、広がり角の大きい ASE 成分が空間プロファイルの端 ($|\theta| > 1$ mrad)に残る事でビーム広がり角を悪化させているが、これは、軟X線レーザー媒質の垂直方向の大きさを小さくする(励起レーザーの集光を小さくする)ことで改善が期待できる。

(2) 増幅率の時間変化の計測及びシミュレーションとの比較

軟X線レーザー媒質の持続時間は数十 ps 程度である事が予想される為、シード光の入射タイミングは効率的な増幅を得る為に極めて重要である。図 3.3-8 に、高次高調波の入射時刻を変化させた場合の軟X線レーザーの水平方向の空間プロファイルの計測結果を示す[2]。ASE 軟X線レーザーのビームプロファイルと比較して、 $t = 22$ ps から中央部の強度が増大していき、 $t = 32 \sim 42$ ps ではビーム広がり角が 2 mrad 以下にまで減少し、 $t = 52$ ps で再び ASE と同等になる。また、 $t = 32$ ps では屈折の影響によりプロファイルが中心(高次高調波の光軸)から若干ズレているが、 $t = 42$ ps では、密度勾配の低減により、屈折の影響が解消されている事が分かる。

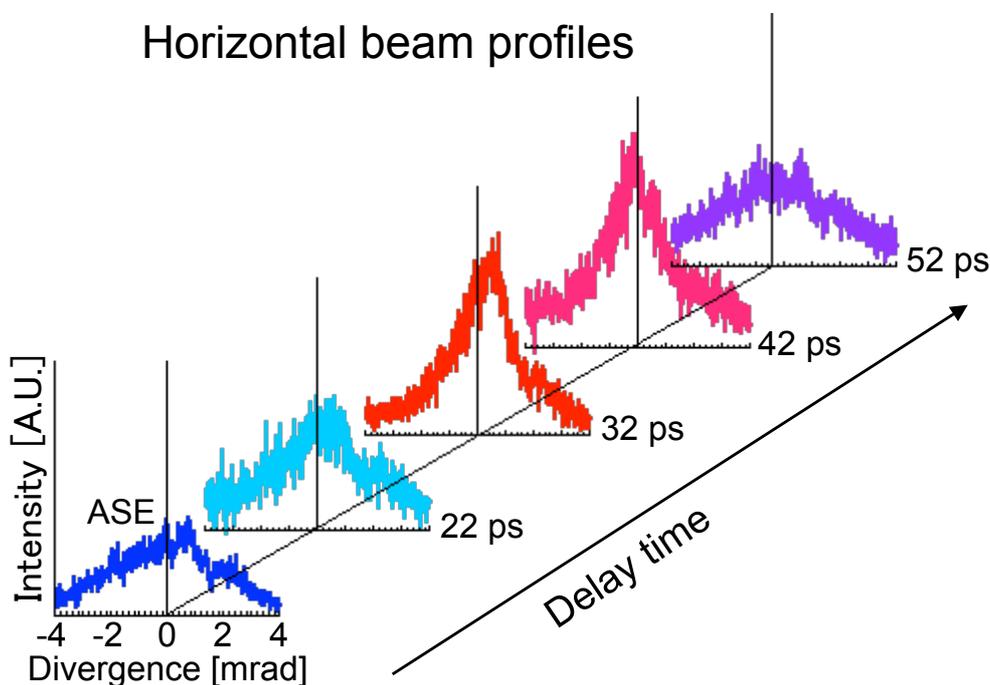


図 3.3-8) 種光の入射タイミングと軟X線レーザーの空間プロファイル

空間プロファイルの中央部(種光が増幅されている部位)での強度変化は、軟X線レーザー媒質による増幅率の時間変化を示しており、この結果から軟X線レーザー媒質の増幅の立ち上がりと

持続時間に関する情報が得られる。増幅された種光のエネルギーは、小信号利得 (SSG: small signal gain) を用いて、

$$\text{増幅された種光のエネルギー} : E_{\text{seeded XRL}} = \epsilon_s \epsilon_a E_{29\text{th}} \text{SSG} [\text{J}]$$

と表される。 $t = 32 \text{ ps}$ の場合、 $E_{29\text{th}} = 0.1 \text{ nJ}$, $\epsilon_s = 0.68$, $\epsilon_a = 0.047$, 種光と重なり合っている領域での軟X線レーザーのエネルギー $E_{\text{seeded XRL}} = 2.2 \text{ nJ}$ から、 $\text{SSG} = 690$ が得られる。これは増幅係数 $13.1 / \text{cm}$ (媒質長 5 mm) に相当し、先に計測した軟X線レーザー媒質の増幅係数 ($g = 12.5 / \text{cm}$) とほぼ一致している。これは、シード光が軟X線レーザー媒質の全域を伝搬&増幅した事を示している。同様にして求めた SSG の時間変化を図 3.3-9 に示す。増幅の立ち上がり時間 (SSG が最大値の半分になる時刻) は約 20 ps、持続時間は約 30 ps であり、増幅率はシード光の入射時刻に大きく依存している事が分かる。

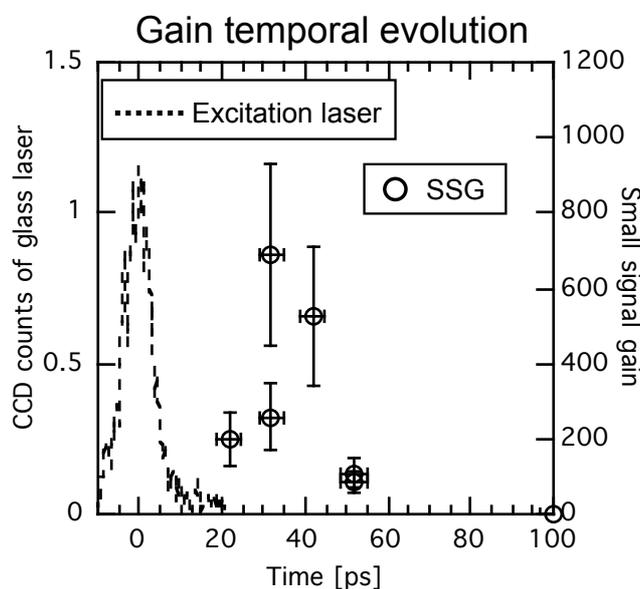


図 3.3-9) 小信号利得の時間変化。

本実験において観測された立ち上がり時間 20 ps は、過去に報告されている事例 (Pd-like Xe: $< 5 \text{ ps}$ [13], Ne-like Ti: $2 \sim 4 \text{ ps}$ [14]) と比較して、大きく異なっている。増幅率の立ち上がり時刻及びピーク時刻は、大きな増幅率を得る為に重要な情報であり、実験結果と比較する為に、一次元輻射流体コード HYADES [15] 及び原子過程コード HULLAC [5] を用いて、プラズマの電子密度、温度を見積もると共に増幅係数の時間変化を算出するシミュレーションを行った。図 3.3-10 (a) に軟X線レーザー媒質の励起レーザーの条件を再現した HYADES の計算結果を示す。メインパルスの照射時刻を $t = 0$ として $t = 0, 10, 20 \text{ ps}$ における電子密度、電子温度の空間分布を示した。Position: $R = 0 \text{ }\mu\text{m}$ がターゲット表面を示している。 $R = 20 \text{ }\mu\text{m}$ 位置での電子密度、温度の急激な上昇はこの位置で励起レーザーが吸収された事を示している。軟X線レーザー

は電子温度の高い領域($R > 30 \mu\text{m}$)で発振するが、密度勾配のために軟X線レーザーが屈折する為、増幅に有効な部分は限定される。屈折による光の位置の変化量 d は、伝搬長さ l 、軟X線レーザーの臨界電子密度 $n_c (=1.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3})$ 、電子密度 n_e として、以下の式で表される。

$$d = \frac{l^2}{2n_c} \nabla n_e$$

$t = 20 \text{ ps}$ の時、電子温度のピーク (350 ~ 400 eV) は $R = 35 \sim 75 \mu\text{m}$, $n_e = 0.8 \sim 4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の位置 (図 3.3-10(a)の塗りつぶし部位) で得られており、この時の $\text{grad}(n_e)$ は $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-4}$ 程度である。 $R = 35 \sim 75 \mu\text{m}$ の位置を軟X線レーザーが伝搬した場合 ($d = 40 \mu\text{m}$)、伝搬長 l は 5.0 mm となり、5 mm の媒質を通過した実験結果と良く合致する[2]。 $R < 35 \mu\text{m}$ の領域では、密度勾配が大きく、軟X線レーザー媒質の伝搬途中で媒質から逸れてしまう。

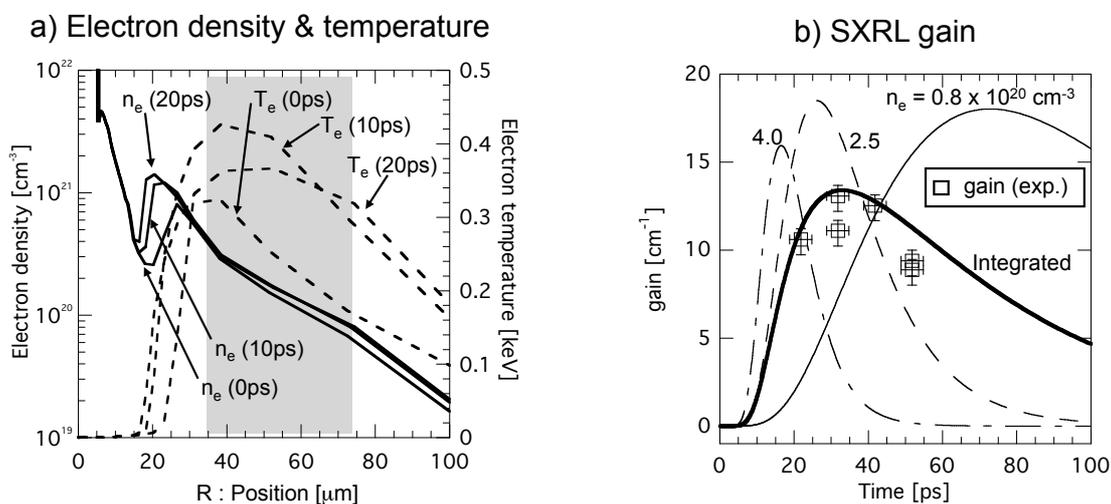


図 3.3-10) (a)HYADES による電子密度、電子温度の計算結果。(b)HULLAC による反転分布密度の計算結果から求めた増幅係数の時間変化と実験結果の比較

図 3.3-10(b)は、HULLAC を用いて電子温度 400 eV における反転分布量の時間発展を計算し、増幅係数を求めた結果を示している。電子密度が高いほど増幅率の立ち上がりは早くなるが、寿命も短くなる事が分かる。HYADES の計算結果から軟X線レーザーの伝搬領域の密度は $n_e = 0.8 \sim 4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と考えられ、図 3.3-10(b)中の太線は、この電子密度範囲で積分した結果を示している。立ち上がり時間とピークについて、実験結果との良い一致が得られており、実験において増幅がピークになる時間帯を上手く利用できていた事が分かる。増幅率の低下する時間帯において計算値が実験値よりも高い値を示しているのは、計算において電子温度を一定と仮定している事が原因と考えられる。HULLAC による反転分布密度の計算過程において、電子温度を HYADES から得られる時間発展を使用する事でより良い一致が得られると期待される。表 3.3-1 に実験の励起条件、実験結果と計算結果の比較から得られた軟X線レーザー媒質のパラメータを

まとめた。今回用いた計算手法により、更に高い増幅率を得られる励起レーザーの照射条件の探索が可能である。

| 励起条件 | Pre-pulse 1 | | Pre-pulse 2 | | Main pulse |
|--------------------------------|-------------|--------------------------|--------------|------------|------------|
| パルス幅 [ps] | 10 | 間隔 850 ps | 400 | 間隔 250 ps | 10 |
| Intensity [W/cm ³] | 1.60E+13 | | 2.00E+11 | | 6.30E+13 |
| XRL媒質パラメータ | | | | | |
| 発振領域 [um] | 電子温度 [eV] | 電子密度 [/cm ³] | 増幅率ピーク [/cm] | 立ち上がり [ps] | 寿命 [ps] |
| 35 ~ 75 | 400 | 0.8 ~ 4 e+20 | 13 | 20 | 30 |

表 3.3-1) ネオン様マンガン軟 X 線レーザー媒質の励起条件 (上段)。実験結果と計算結果の比較から得られた軟 X 線レーザー媒質のパラメータ (下段)。

(3) 予想される偏光状態

高次高調波をシード光として導入したことにより、以下の結果が得られた。①増幅に寄与する高次高調波成分の強度は、軟 X 線レーザー媒質端からの自然放出光に比較して十分に高い。②シード光のビーム広がり角、出射の方向は増幅後も保存されている。③シード光の増幅係数と ASE 軟 X 線レーザーの増幅係数がほぼ等しいことから、増幅率のピークの時間帯においてシード光が軟 X 線媒質を入射端から出力端まで伝搬している。④過渡利得方式の軟 X 線レーザー媒質の増幅特性には偏光依存性が乏しい (2.2.3 節を参照)。従って、シーディングされた軟 X 線レーザーの偏光は高次高調波の偏光状態を保持しており、その偏光度は実効的なシード光の強度と自然放出光の強度比 (670:1) もしくは高次高調波の偏光度 ($I_{Horizontal}/I_{Vertical} > 100$) で決定され则认为られる。

更に、高次高調波は ASE 軟 X 線レーザーと比較して十分にパルス幅が短い為、シーディングされた軟 X 線レーザーはその線幅で決まる時間幅 (~ 360 fs) まで短パルス化する事が予想される。(時間コヒーレント化[3.7.2 節を参照])。

3.4. ニッケル様銀軟 X 線レーザー (13.9 nm) への高次高調波の導入

波長 13.9 nm のニッケル様銀の軟 X 線レーザーに、波長 791 nm の第 57 次高調波を種光として導入を試みた。この波長は、Mo/Si 多層膜反射鏡により高い反射率 (~ 70 %) が得られる事、現在開発が行われている EUV リソグラフィ [16, 17] の波長 (波長 13 nm) に近く、検査用光源としての利用が期待できる事から、特に開発が望まれている。

3.4.1. ASE モードにおけるニッケル様銀軟 X 線レーザー媒質の特性

過去に我々が行ったニッケル様銀軟 X 線レーザー発振実験の結果 ([18]) を図 3.4-1 に示す。励起レーザーは、イオン化用のプリパルスと励起用のメインパルスから成り、両者の間隔は 1.2

ns であり、それぞれのパルス幅は 4 ps、エネルギーの比は 1:7、合計のエネルギーは 12 J である。励起レーザーは、長さ 5 mm、幅 20 μm に集光され、照射強度はプリパルス $3.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、メインパルス $2.3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ である。

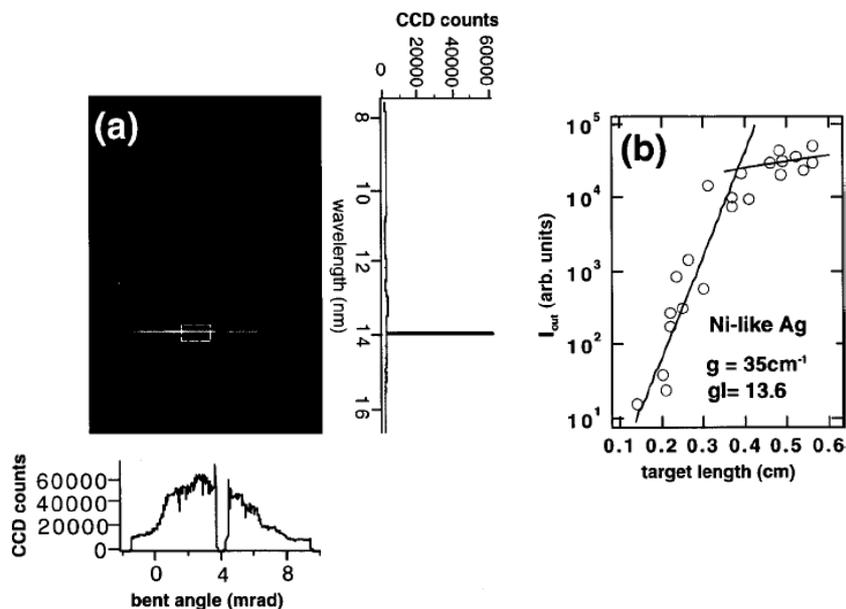


図 3.4-1) ニッケル様銀軟 X 線レーザーのスペクトル(a)と増幅係数 (b)の計測結果[18]

図 3.4-1(a)は斜入射分光器により計測した分光画像と軟X線レーザーの空間プロファイルを示している。グラフ中の 4 mrad 位置の「抜け」はビームの基準位置を示すためのワイヤーの影である。軟X線レーザーの出射方向はターゲット平行方向から約 4 mrad であり、これは増幅媒質内を伝搬する際に受ける屈折の影響である。空間広がり角は 5~6 mrad 程度である。図 3.4-2(b)は媒質長に対する軟X線レーザーの強度の計測結果であり、媒質長さ 3.9 mm で飽和強度に達するまでの増幅係数は 35 /cm と計測された。この値はネオン様マンガン軟X線レーザー(~13/cm)に比較して非常に高い。これは励起レーザーの集光強度が高く、高い電子密度と電子温度が得られた為である。軟X線レーザーのエネルギーは $25 \pm 10 \mu\text{J}/\text{shot}$ 、パルス幅は 7 ps と計測された。図 3.4-2 にニッケル様銀軟X線レーザーの増幅媒質の出射側端面の拡大イメージング計測の実験配置(a)と結果(b)を示す。Mo/Si 多層膜球面鏡を用いた拡大光学系により、増幅領域が約 $50 \mu\text{m} \times 20 \sim 30 \mu\text{m}$ であることが計測されている。高次高調波の広がり角が約 1 mrad (図 3.4-4 を参照) であるから、50 mm 先での HHG の大きさは約 $50 \mu\text{m}$ となり、高次高調波と軟X線レーザーの空間結合効率は $\epsilon \sim 0.5$ 程度となる。軟X線レーザーの線幅は極めて狭く本計測では分光器の分解能以下であったが、軟X線レーザーの線幅は主にドップラー広がりとシュタルク広がりによって決定される為、イオン温度及び電子密度から見積もる事が可能である。

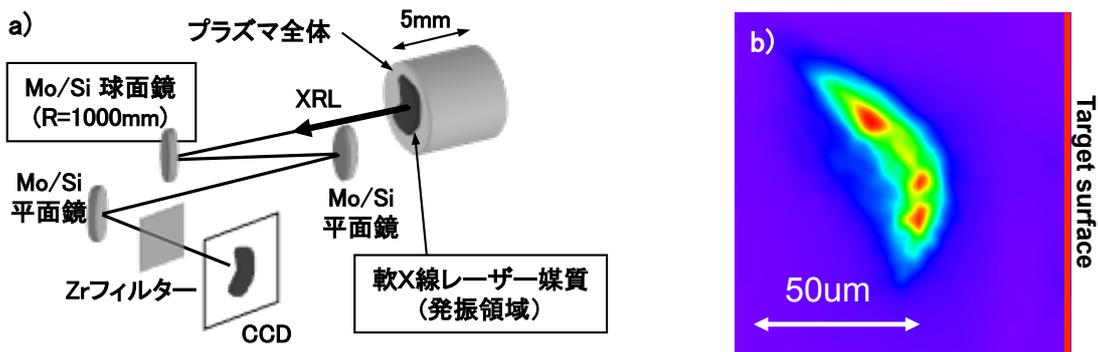


図 3.4-2) ニッケル様銀軟X線レーザーの増幅媒質形状の観測

図 3.4-3 に HYADES を用いて計算した電子温度及び電子密度の空間分布を示す[18]。この結果から、軟X線レーザーが発振する領域のパラメータとして、以下の情報が得られた。

- イオン温度 : ~ 150 eV
- 電子温度 : ~ 500 eV
- 電子密度 : $2 \sim 5 \times 10^{20}$ /cm³
- 位置 : $110 \sim 140$ μm

HYADES から得られた結果から、ドップラー広がり成分が 0.0013 nm、シュタルク広がり成分 0.0012 nm となり、軟X線レーザーの自然放射光の線幅は 0.0018 nm (= 18 mÅ) と見積もられた。増幅対象となる高次高調波の線幅は 0.068 nm である (図 3.4-4 を参照) から Ni-like Ag 軟X線レーザーにおける高次高調波と軟X線レーザーの波長結合効率は $\epsilon_\lambda = 0.0018/0.068 = 2.6\%$ となる。更に増幅による狭窄化を考慮すると、最終的な軟X線レーザーの線幅は 0.0007 nm ($\Delta\lambda/\lambda = 5 \times 10^{-5}$) と見積もられ、シード光の導入による時間コヒーレント化により軟X線レーザーのパルス幅は 400 fs まで短パルス化が期待できる

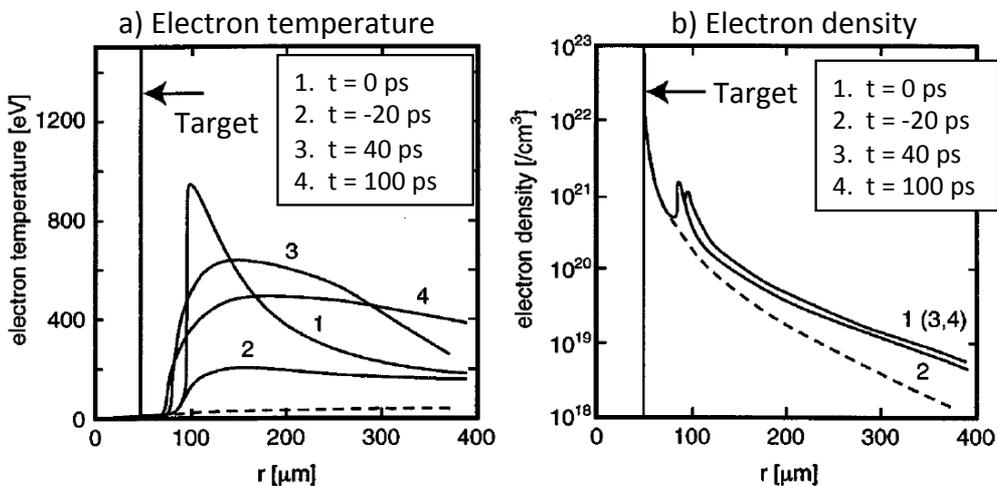


図 3.4-3) HYADES による電子温度(a)、電子密度(b)の計算結果[18]

3.4.2. Ti:Sapphire レーザーを用いたシード光 (第 57 次高調波) の発生

シード光の発生には、ネオンを媒質とした高次高調波を使用した。ネオンはアルゴンよりもイオン化エネルギーが高く、より高強度の基本波の入力が可能であり、高次の高調波の発生が可能である。実験配置は先のネオン様マンガン軟X線レーザーの場合とほぼ同様である。Ti:Sapphire レーザーの強度が高い為、計測器の位置を軟X線レーザーターゲット位置から 3.4 m の位置に変更し、基本波を遮光する為のフィルターとしては厚さ 0.5 μm の Zr フィルター (補強用のメッシュ有り) を使用した。図 3.4-4 に基本波の波長 792 nm の場合の高次高調波の計測結果の一例を示す。ガスノズルの直径は 0.8 mm、ガス密度は約 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、基本波の集光光学系は F/100、照射強度は $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ である。図 3.4-4(a) のスペクトル像の空間分布に細かい濃淡が生じているのは Zr フィルターの補強材であるニッケルメッシュの影である。また、右側のプロファイルがと切れているのは軟X線レーザー発生用のターゲットによる影を示している。高調波の次数は 55th, 57th を中心として 49th ~ 61st までが観測されている。シード光として用いる 57th において計測されたエネルギーは 0.1 nJ/shot であり、アルゴンを媒質とした 29th 高調波とほぼ同等のエネルギーが得られている。線幅は 0.07 nm (分光器の分解能は 0.03 nm) であった。

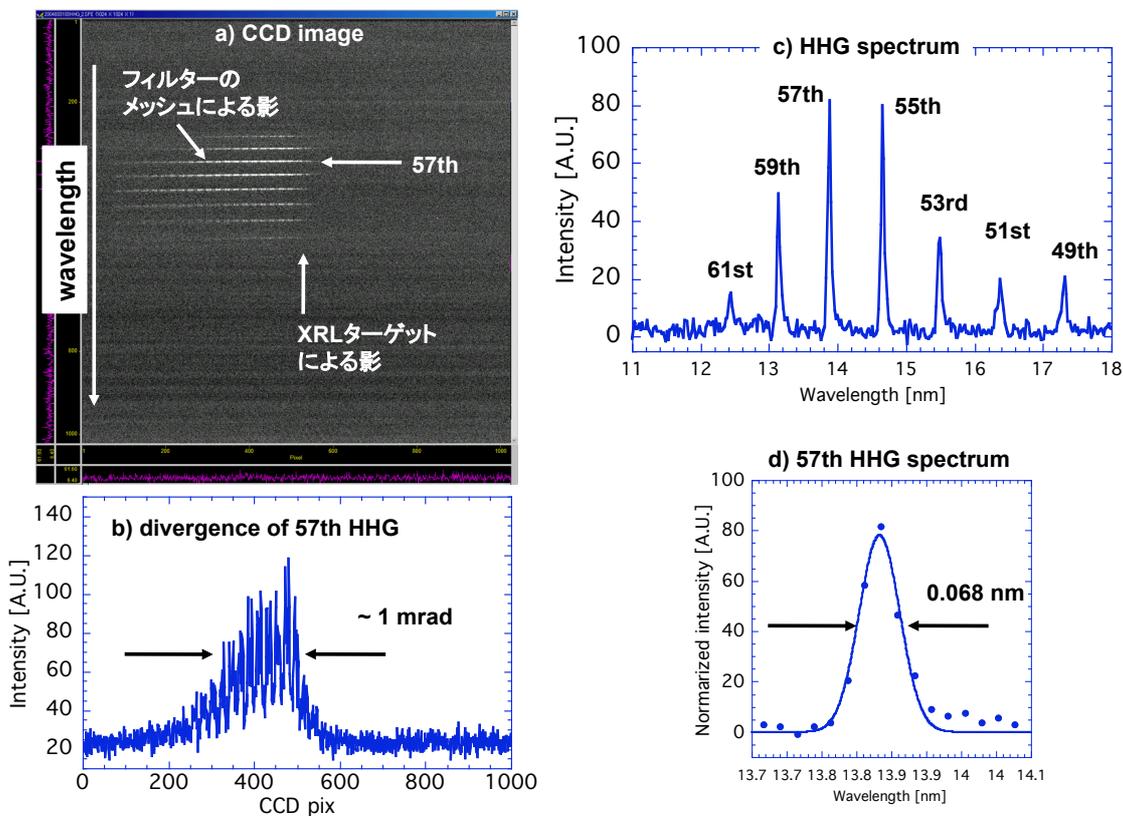


図 3.4-4) 波長 13.9 nm の軟X線レーザー用の種光(57th 高調波)の発生

シード光としての高次高調波の性能評価

軟X線レーザー媒質の反転分布密度は、3.3.1. 節と同様の計算を行う事で、増幅係数 $g = 35 / \text{cm}$ から $N_i = 8.5 \times 10^{15} / \text{cm}^3$ と見積もられる。媒質端での自然放出光の強度は、レーザー遷移 ($4d-4p$) のA係数 $2.1 \times 10^{11} / \text{s}$ 、媒質の形状 (端面が $50 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ 、長さ 5mm) から、 $I_{SE} = 5.5 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ となる。シード光として用いる 57th 高調波のビーム広がり角は 1 mrad であるから、高次高調波の発生位置と軟X線レーザー媒質の距離が 50mm の場合、軟X線レーザー媒質位置での 57th 高調波のビーム径は $50 \mu\text{m}$ となる。高次高調波のパルス幅が基本波と同等とした場合、増幅に寄与する 57th 高調波のエネルギーと強度は、以下の様になる。

$$\text{増幅に寄与する高次高調波のエネルギー} : E_{seed} = \epsilon_s \epsilon_\lambda E_{57th} = 1.3 \text{ [pJ]}$$

$$\text{増幅に寄与する高次高調波の強度} : I_{seed} = \epsilon_s \epsilon_\lambda E_{57th} / S_{57th} / \tau_{57th} = 8.3 \times 10^5 \text{ [W/cm}^2\text{]}$$

以上から $I_{seed} / I_{SE} = 150$ となり、増幅に寄与する高次高調波 (種光) の強度が自然放出光の強度を十分に上回っているため、種光の導入による偏光の改善が期待できる。ニッケル様銀とネオン様マンガンの各パラメータを表 3.4-1 にまとめた。

| SXRL媒質 | 波長 [nm] | A係数 [/s] | 増幅係数 [/cm] | 線幅 [nm] | 反転分布 [/cm ³] | 媒質の断面積[um ²] | 自然放出光強度 [W/cm ²] | |
|------------|---------|------------|-------------|---------|--------------------------|--------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| Ne-like Mn | 26.9 | 1.0E+09 | 13 | 0.0054 | 1.6E+17 | 200 x 40 | 1.6E+03 | |
| Ni-like Ag | 13.9 | 2.1E+11 | 35 | 0.0018 | 8.5E+15 | 50 x 25 | 5.5E+03 | |
| | | | | | | | | |
| シード光 | 次数 | エネルギー [nJ] | 広がり角 [mrad] | 線幅 [nm] | 波長カップリング | 空間カップリング | 種光強度 [W/cm ²] | I _{seed} / I _{SE} |
| Ne-like Mn | 29 | 0.1 | 1.4 | 0.12 | 0.047 | 0.68 | 1.0E+06 | 670 |
| Ni-like Ag | 57 | 0.1 | 1.0 | 0.07 | 0.026 | 0.50 | 8.3E+05 | 150 |

表 3.4-1) 各軟X線レーザー媒質に対する媒質及び種光のパラメータの比較

高強度の発振を行う為に軟X線レーザー媒質の増幅率を高くする事は、自然放出光の増大にも繋がるが、ニッケル様銀軟X線レーザー媒質では媒質の断面積が小さくなった為、ネオン様マンガンと比較して数倍程度の上昇に押さえられている。 I_{seed} / I_{SE} を向上させる為には、高次高調波のエネルギー、もしくは波長カップリングを向上させる必要がある。前者は長尺ガスセルの使用、後者は基本波の帯域を狭くする事で対応が可能である。

3.4.3. 高次高調波を導入したニッケル様銀軟X線レーザー

種光の入射時刻が励起レーザー入射から 30ps 後の場合の実験結果を図 3.4-5 に示す。図 3.4-5(a)は 57th 高調波 (100 shot 積算) と軟X線レーザーのスペクトルを示しており、高調波の波長が軟X線レーザーの波長を十分にカバーしている事が分かる。計測された軟X線レーザーの線幅 0.03nm は分光器の分解能を示している。

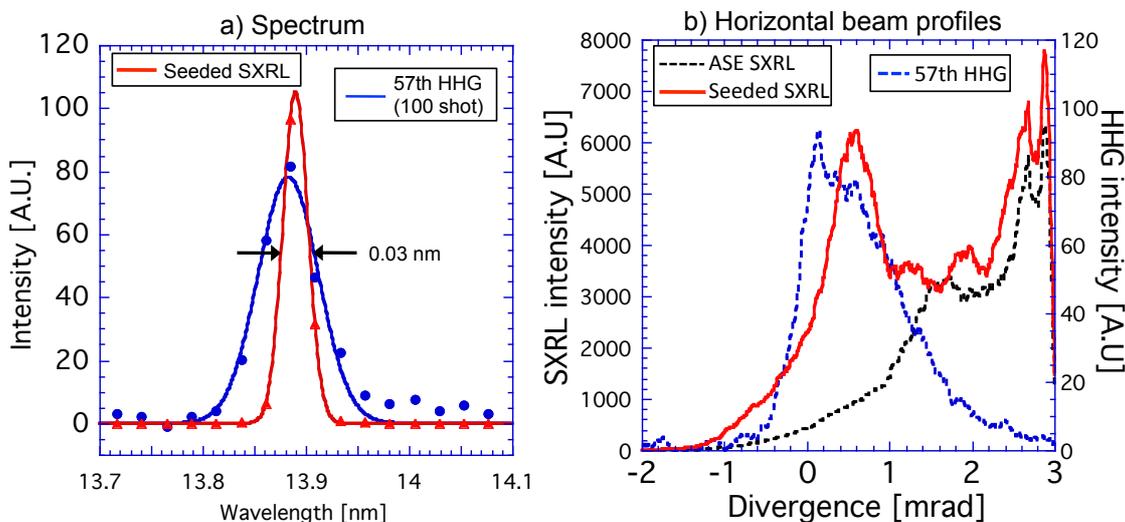


図 3.4-5) 種光を導入したニッケル様銀軟X線レーザーの計測結果

図 3.4-5(b)は、57th 高調波、ASE 軟X線レーザー、種光を導入した軟X線レーザーの空間プロファイルを示している。横軸は、ターゲットと平行な方向を0とした時のビームの射出角度を示している。高次高調波の方向は軟X線レーザー発生用ターゲットとほぼ平行であり、0 mrad 位置で軟X線レーザーターゲットにより一部分が遮られている。ASE 軟X線レーザーは射出方向が3 mrad 以上ターゲットの外側方向にズレており、これは媒質中の屈折の影響を示している。シード光を導入した軟X線レーザーでは、ASE 軟X線レーザーとほぼ同様のプロファイルに加えて、高次高調波とほぼ同じ位置に同程度のビーム広がり角 (~ 1 mrad) を有する成分が観測されており、この部分がシード光が増幅された成分を示している。この部分に着目し、高次高調波との強度を比較すると、強度比は約 80 倍である。これを増幅に寄与しているシード光に対する小信号得利得(SSG)に換算すると、 $80/(\epsilon_s \epsilon_i) = 6154$ 倍となる。更に、伝搬長(5 mm)を考慮して増幅係数に換算すると $g = 17.4 / \text{cm}$ が得られる。ASE 軟X線レーザー(図 3.4-1)で観測された増幅係数 $g = 35 / \text{cm}$ と比較すると SSG に換算して 1/6000 以下であり非常に小さい。これは、高次高調波と同じ位置に増幅された種光が出射される(屈折の影響を受けない) 為には、密度勾配が緩やかになり屈折の影響が小さくなる時刻まで入射のタイミングを遅らせる必要があり、結果として増幅率が下がった時間帯で増幅を行った為と考えられる。故に、図 3.4-5(b)の Seeded SXRL の屈折角 2 mrad 以上の位置に見られる成分はシード光が入射される前に発生した ASE であると考えられる。屈折の影響を考慮し、軟X線レーザー発生用ターゲットの回転を調整する、即ちシード光の入射角度を調整することで、より増幅率の高い時間帯を利用することが可能である。ダブルターゲット方式の軟X線レーザーではその手法により空間コヒーレンスを保ちつつ 1 μJ 以上の出力を得る事に成功しており [19-21]、高次高調波のシーディングにおいても同様の効果が期待できる。

3.5. 高次高調波を種光とした軟X線レーザーの改善点

シード光を導入したプラズマ軟X線レーザーにおいて、偏光度が高く高出力な軟X線ビームを得るためには、シード光である高次高調波の高強度化、及び増幅過程における屈折の影響の補正が重要である事がこれまでの実験により明らかとなった。また、軟X線レーザーを応用研究に用いる際には出力等の安定度も重要となるが、現状では図 3.3-9 の $t = 32$ ps における SSG ($\sim 250, 690$) が示すように、同じ入射タイミングであっても計測結果に大きな差が見られている。これは、主に軟X線増幅媒質の励起レーザーの出力変動 (約 20%) に起因している。これを改善するためには、増幅媒質の安定化 (励起レーザーの安定化)、及びシード光の増強による飽和増幅の達成を行う必要がある。図 3.5-1 に、これらの課題を改善し、応用研究に用いるためのシーディング方式軟X線レーザーの概略を示した。以下に改善点を列記した。

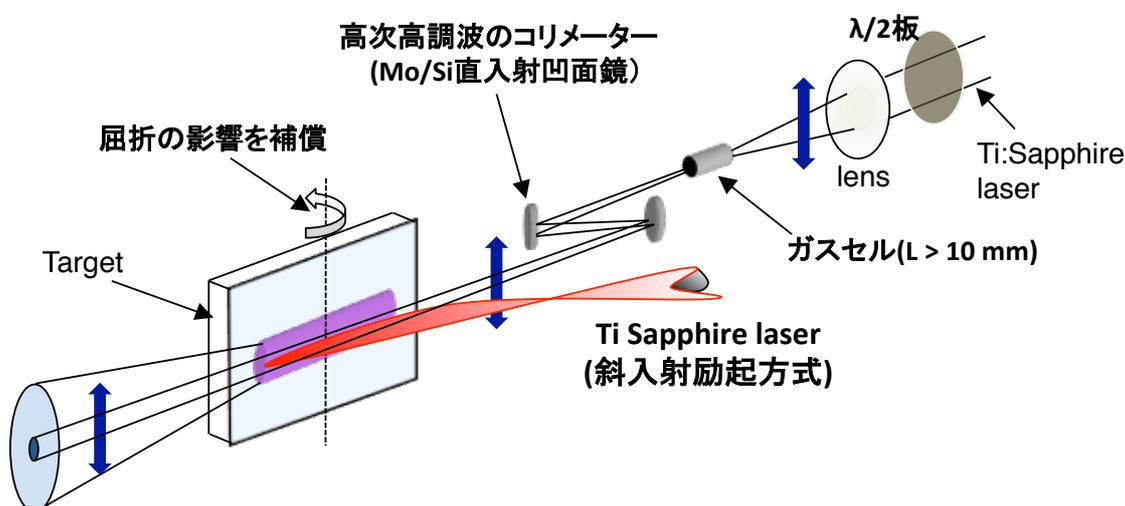


図 3.5-1) 高出力高繰り返しシーディング方式軟X線レーザー

- (1) 高次高調波の増強：長尺 (> 10 mm) のガスセルターゲットを用いて相互作用長を増大させる事で本実験の 10 倍以上の出力が期待できる [6, 7]。
- (2) 高次高調波のコリメート：Mo/Si の多層膜球面ミラー (直入射) を用いて、高次高調波のビーム径と広がり角を制御し、軟X線レーザー媒質との空間マッチングの最適化を行う。
- (3) Ti:Sapphire laser による増幅媒質の生成：出力 1 J 級の Ti:Sapphire laser を用いた斜入射励起方式 [22-25] による増幅媒質の生成を行う。一般的な Ti:Sapphire laser の出力の不安定性は 5% 以下であり増幅媒質の安定化が期待できる事に加え、高次高調波生成用の Ti:Sapphire laser と同一の発振器を使用する事でシード光の入射タイミングのジッターを排除する事が可能となり、軟X線レーザーの発生タイミングの安定化も期待できる。

- (4) 増幅過程における屈折の影響の補正：軟X線レーザー発生用ターゲットの回転を調整し、シード光の入射角度を調整する事で増幅率の高い（屈折の影響の大きな）領域を伝搬させる事が可能となる。

これらの改良を行う事で、偏光の制御に加え、出力 1 μJ 以上かつ安定度の高い、応用研究に適した軟X線レーザーの生成が可能となる。

3.6. 3 章の結論

本章では、自然放出光を起点とする通常の軟X線レーザーに Ti:Sapphire レーザーの高次高調波をシード光として外部から導入する事により、偏光特性、空間&時間コヒーレンスの改善を行った。ネオン様マンガ軟X線レーザー(26.9 nm)に波長 780 nm の Ti:Sapphire レーザーの第 29 次高調波を、ニッケル様銀軟X線レーザー(13.9 nm)に波長 792 nm の Ti:Sapphire レーザーの第 57 次高調波をシード光として導入することで、高次高調波と同程度のビーム広がり角を有する軟X線レーザーを得る事に成功した。ネオン様マンガ軟X線レーザーでは、シード光の増幅係数と ASE 軟X線レーザーの増幅係数がほぼ等しい事から、増幅率のピークの時間帯においてシード光が軟X線媒質を入射端から出力端まで伝搬している事が示された。シード光のビーム広がり角、出射の方向は増幅後も保存されており、また過渡利得方式の軟X線レーザー媒質の増幅特性には偏光依存性が乏しい事から、得られた軟X線レーザーの偏光は高次高調波の偏光状態を保持しており、その偏光度は実効的なシード光の強度と自然放出光の強度比 (Ne-like Mn: 670, Ni-like Ag: 150) もしくは高次高調波の偏光度 ($I_{\text{Horizontal}}/I_{\text{Vertical}} > 100$) で決定される。シード光の導入によるプラズマ軟X線レーザーの偏光制御では、Mo/Si ミラーを用いる場合よりも高い偏光度が得られ、また、原理的には円偏光の軟X線シード光の増幅にも対応可能である事が示された。ニッケル様銀軟X線レーザーでは、シード光の増幅係数が ASE 軟X線レーザーの増幅係数と比較して約半分である (SSG では約 1/6000) 事、増幅されたシード光の脇に強い ASE 成分が観測された事から増幅率のピークの時間帯を外していると考えられる。これは、シード光の軟X線媒質への入射角度を調整し、屈折の影響を補償することで改善する事が可能である。

高次高調波と軟X線レーザーの増幅帯域の違いを利用した軟X線レーザーの時間コヒーレント化について理論的な考察を行った結果、今回の実験条件でのパルス幅は 400 fs 以下と、元の軟X線レーザーのパルス幅と比較して大幅に短パルス化が実現されていると予想される。

本研究により、シード光の導入が軟X線レーザーの特性改善に極めて有効であることが示された。本手法は高次高調波の波長と軟X線レーザーの波長のマッチングを満たす事が可能であれば、全ての軟X線レーザーに適用が可能である。2014 年時点では、様々な軟X線レーザーに対して適用されており、本手法は軟X線レーザー発生主流になりつつある [2, 13, 14, 26, 27]。

3.7. 付録

3.7.1. プラズマ軟X線レーザーの飽和強度の見積り

軟X線レーザー媒質から引き出せる光強度の上限は、誘導放出と吸収が均衡する光強度で定義され、飽和強度 (Saturation intensity) と呼ばれる。飽和強度は、反転分布密度から算出可能である事から、実験において増幅係数を計測する事で見積もる事が可能である [11]。

反転分布密度と飽和強度 (I_{sat}) の関係は、以下の式で記述される [28, 29]。

$$\text{Eq. 1, } I_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma\tau_{eff}} [W/cm^2], \quad \tau_{eff} \text{ はレーザー準位の寿命, } \sigma \text{ は誘導放出断面積}$$

τ_{eff} と増幅係数 (G)、増幅が飽和していない場合の増幅係数 (g_0) の関係は以下のように表せる。

$$\text{Eq. 2, } G = g_0 \frac{1}{1 - I/I_{sat}}, \quad g_0 = \sigma\tau_{eff} R [cm^{-1}], \quad R \text{ は上準位への pumping-rate}$$

R を単位体積当たり (cm^{-3}) の、基底準位 $0(2p)$ から上準位 $u(3p)$ へと衝突励起される電子の数とする ($3d$ からの脱励起は無視) と、

$$\text{Eq. 3, } R = n_e N_0 C_{ou}, \quad C_{ou} = 1.6 \times 10^{-5} \frac{f_{ou} \langle g_{ou} \rangle}{\Delta E_{ou} (kT_e)^2} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ou}}{kT_e}\right) [cm^3 s^{-1}], \quad \Delta E_{ou}, kT_e \text{ は eV 単位}$$

C_{ou} は衝突励起確率の平均値、 $\langle g_{ou} \rangle$ は effective-gaunt-factor の平均値。

それぞれの温度は平衡状態にあると仮定している。 N_0 は基底準位の状態密度。

$n_e C_{ou}$ の単位は [s^{-1}] であり、これが衝突励起確率になる。

Ne-like 軟X線レーザーの場合、 $\langle g_{ou} \rangle \sim 0.2$, $f_{ou} \sim 1.6$, $\Delta E_{ou} = 11(Z-9)^{1.5}$ [eV] が成立し、Eq. 3 は、

$$\text{Eq. 4, } C_{ou} = \frac{1.5 \times 10^{-8}}{(Z-9)^{2.25}} [cm^3 s^{-1}], \quad \text{Ne-like Mn の場合, } C_{ou} = 1.5e-8 / (25-9)^{2.25} = 2.93e-11$$

また、 N_0 は、以下のスケーリングが成立する。

$$\text{Eq. 5, } N_0 = \frac{n_e}{3(Z-9)} = \frac{n_e \lambda_{ul}}{14000} [cm^{-3}], \quad \lambda \text{ は \AA 単位}$$

流体シミュレーションの結果から、 $n_e \sim 2e+20 \text{ cm}^{-3}$ なので、 $N_0 = 2e+20 / 3 / 16 = 4.17e+18 [cm^{-3}]$

以上 (Eq. 3~5) より、 $R = n_e N_0 C_{ou} = 2e+20 \times 4.17e+18 \times 2.93e-11 = 2.44e+28 [cm^{-3} s^{-1}]$

軟X線レーザーの利得が飽和していないと仮定すれば、 $G = g_0$ が成立するから、

$$\text{Eq. 11, } G = \sigma_{stim} N_u F = \sigma_{stim} \tau_{eff} R, \therefore \tau_{eff} = N_u F / R [s] \text{ となり, } \tau_{eff} \text{ が求まる。}$$

3.3.1. 節で求めた Ne-like Mn の反転分布密度から計算すると、

$N_u F = 1.522e+17 [cm^{-3}]$ から、 $\tau = 6.24e-12 [s]$, $I_{sat} = 1.38e+10 [W/cm^2]$ が得られる。

軟X線レーザーを 360 fs とすると、利得領域 $70 \times 40 [\mu m^2]$ から取り出せるエネルギーは

$E_{max} = I_{sat} \times 360e-15 \times 70 \times 40 \times 1e-8 = 140 [nJ]$ となる。

この時に必要な増幅に寄与する種光のエネルギーは $140/e^{6l}=140/690 = 0.2$ nJ、波長カップリング 0.047 を考慮すると飽和増幅に必要な第 29 次高調波のエネルギーは 6.3 [nJ] となる。本結果は観測された Ne-like Mn の増幅係数 (~ 13 /cm) に対して算出した物であり、更に高い増幅係数が得られれば取り出せるエネルギーは向上する。飽和増幅を実現するには、現在よりも強い高次高調波が必要であるが、これは長尺 (~ 100 mm) のガスセルターゲットを用いて高次高調波生成の相互作用長を増大させる事で十分に実現可能である事が報告されている [6, 7]。

3.7.2. 周波数フィルターによる時間コヒーレント化 (短パルス化)

過渡利得方式軟X線レーザーのパルス幅は数 ps から 10 ps 程度であることが知られている [30, 31]。一方で線幅はネオン様セレンの飽和増幅が得られた場合で 0.001 nm ($\Delta \lambda_{se} / \lambda_{se} = 5.0 \times 10^{-5}$) 程度である事が報告されている [9]。時間波形がガウス分布のパルス光源では、パルス幅 (τ) と帯域 ($\Delta \nu$) は不確定性原理から、 $\tau \Delta \nu = 0.441$ の関係にあり、線幅から予測されるパルス幅は 400 fs 程度となる。これは周波数空間において位相が完全に揃った時間コヒーレントである場合のパルス幅を示しており、実験から得られているパルス幅と比較して 1/10 以下である。位相が揃わない原因としては ASE 軟X線レーザーでは発振の起点となる自然放出光の発光時間が長い事が挙げられる。また、実験から求めた軟X線レーザー媒質の増幅率の寿命が約 30 ps であるにも関わらず、パルス幅が 10 ps 以下であるのは、自然放出光を増幅する際に増幅媒質内の反転分布を消費しているためである。従って、ピコ秒以下の時間幅を持つ高次高調波をシード光とした場合、偏光特性、空間プロファイルのみならず、時間プロファイルの改善も期待できる。本節では、高次高調波をシード光として導入した場合の軟X線レーザーの時間コヒーレンスについて考察を行う。

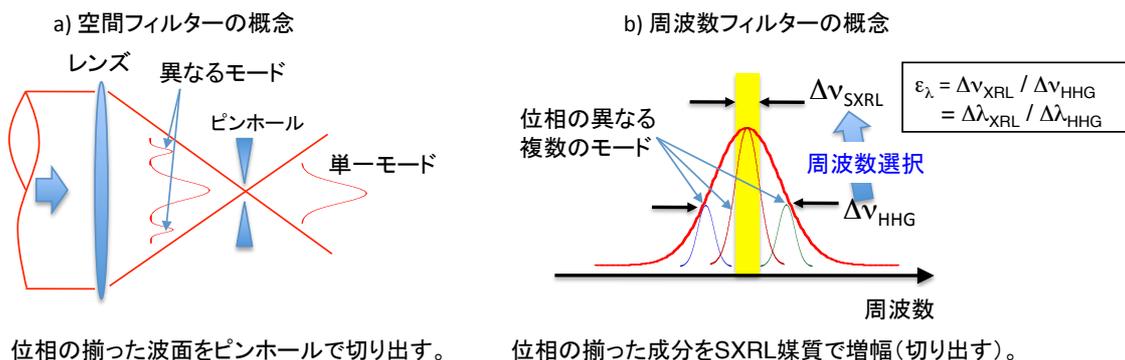


図 3.7-1) 空間、及び周波数フィルターによるコヒーレント化 (位相を切取る) の概念

高次高調波は発生時に周波数チャープが掛かる為、その線幅に比して時間幅が長い、つまり部分時間コヒーレントな光である事が知られている [32]。一般にインコヒーレントな光を増幅してもコヒーレントな光が得られる事は無いが、本研究の様にシード光よりも増幅媒質の帯域が狭い

場合には増幅時に「周波数フィルター」が掛かるためにコヒーレントな増幅光が得られる条件が存在する。これは、空間モードの改善に用いられる Spatial filter (図 3.7-1(a)) を周波数空間に適用した物であると言える。周波数フィルター概念を図 3.7-1(b) に示した。部分時間コヒーレント光である高次高調波は軟X線レーザーと比較して広い周波数帯域内に位相の異なるモードを多数保有しているが、狭い周波数帯域内での位相差は非常に小さい。故に、増幅周波数帯域の狭い軟X線レーザー媒質により、位相差の小さいモード (時間コヒーレントな成分) のみを切り出すことで時間コヒーレンスを向上させる事ができる。

部分時間コヒーレント光に対して周波数フィルターを適応した場合の時間波形の変化について理論考察を行った[3]。

周波数空間で帯域 $\Delta\nu$ (FWHM) のガウス分布を有する光電場は、以下の式で記述される。

$$E(\omega) = E_0 \exp(-\gamma\omega^2 + i\beta\omega^2) \quad \text{Eq. (1),}$$

$$\gamma = \ln 2 / (2\pi^2 \Delta\nu^2)$$

2β はチャープ量を表している。

式 1 はフーリエ変換する事で、時間波形に変換される。

$$E(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2\gamma - i\beta}} \exp\left\{-\frac{\gamma + i\beta}{4(\gamma^2 + \beta^2)} t^2\right\} \quad \text{Eq. (2),}$$

$\Delta\tau$ はパルス幅を示し、 $\Delta\tau = 2\{2 \ln 2 (\gamma^2 + \beta^2) / \gamma\}^{1/2}$ となる。

式(1), (2) から、パルス幅と周波数帯域の関係が得られる。

$$\Delta\tau\Delta\nu = \frac{2\ln 2}{\pi} \left\{1 + \left(\frac{\beta}{\gamma}\right)^2\right\}^{1/2} \quad \text{Eq. (3).}$$

チャープしていない光、即ち完全に時間コヒーレントな光では $\beta = 0 \rightarrow \Delta\tau\Delta\nu = 0.441$ となり、これがフーリエ限界パルスの条件となる。式 3 に於ける $\{1 + (\beta/\gamma)^2\}^{1/2}$ を「時間コヒーレント係数: f_{TC} 」と定義する。本実験で得られた第 29 次の高次高調波のパルス幅が基本波と同等であると仮定した場合、 $\Delta\lambda_{29th} = 0.12 \text{ nm}$ 、 $\Delta\tau_{29th} = 80 \text{ fs}$ から、 $f_{TC} = 0.11$ となる。

式 1 を拡張し、帯域 $\Delta\nu_m$ (FWHM) の高次高調波を帯域 $\Delta\nu_{XRL}$ (FWHM) の軟X線レーザー媒質でフィルタリングした場合の電場は以下の式で記述される。ただし、増幅率は考慮していない。

$$E_{seed}(\omega) = E_0 \exp(-\gamma_{HH}\omega^2 + i\beta_{HH}\omega^2) \times \exp(-\gamma_{XRL}\omega^2) \quad \text{Eq. (4).}$$

$$\gamma_{XRL} = \ln 2 / (2\pi^2 \Delta\nu_{XRL}^2)$$

先と同様にフーリエ変換する事で増幅に寄与する高次高調波の成分 (seed) のパルス幅と周波数帯域の関係が得られる。

$$\Delta\tau_{seed}\Delta\nu_{seed} = \frac{2\ln 2}{\pi} \left\{ 1 + \left(\frac{\beta_{HH}}{\gamma_{HH} + \gamma_{XRL}} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad \text{Eq. (5).}$$

Seed の時間コヒーレント係数 f_{TC_seed} は $\{1 + (\beta_{HH} / (\gamma_{HH} + \gamma_{XRL}))^2\}^{1/2}$ となり、 $\beta_{HH} / (\gamma_{HH} + \gamma_{XRL}) \sim 0$ の場合に時間コヒーレント光となる。

図 3.7-2 にシード光として入射する高次高調波の時間コヒーレンス (f_{TC_HH} : パルス幅に対する時間コヒーレント成分の比率)、波長カップリング率 ($\Delta\nu_{XRL} / \Delta\nu_{HH}$)、周波数選択された高次高調波の時間コヒーレンス (f_{TC_seed}) の関係を示す。波長カップリング率の減少に伴い、得られる軟X線レーザーの時間コヒーレンスは向上する。フーリエ限界の 10 倍程度のパルス幅を持つ一般的な高次高調波 (時間コヒーレンス: 0.1) をシード光として用いた場合、波長カップリング係数を 10% 程度とすることで、パルス幅に対して 99% の時間コヒーレンスを持つ軟X線レーザーが得られる (図 3.7-1 中の●)。本実験では波長カップリング率は 4.7% であるから、時間コヒーレントな軟X線レーザーを得るのに十分である [3]。

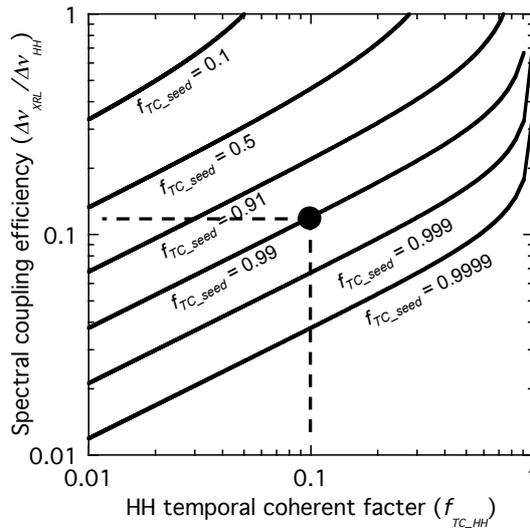


図 3.7-2) 部分時間コヒーレント光のコヒーレント化と波長カップリング係数の関係

周波数フィルターの効果により、軟X線レーザーの時間コヒーレンスは向上するが、増幅過程においては、媒質の群速度分散による時間コヒーレンスの低下も予想される。異なる波長 λ_1 、 λ_2 の間に発生する群速度分散は、媒質の屈折率 $\epsilon^{1/2}$ 、媒質の長さ L 、プラズマ周波数 ω_{pe} を用いて、

$$\left(\epsilon_{\lambda_1}^{1/2} - \epsilon_{\lambda_2}^{1/2} \right) L, \quad \epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad \omega_{pe}^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}$$

と表せる。 ϵ_0 は真空の誘電率、 e は素電荷、 m_e は電子の質量を表す。軟X線レーザー媒質の発振波長 26.9 nm、帯域が 0.0056 nm、電子密度 $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、媒質長 5 mm の場合、群速度分散によ

る光路差は約 0.3 nm となり、これは波長の 1/100 程度であり影響は小さいと言える。更に増幅過程においては狭窄化[9, 10, 18]が発生するため、線幅は 0.0029 nm まで減少し ($gI = 6.5$ の場合)、フーリエ限界パルス幅は 360 fs となる。従って、本実験では、偏光特性、空間コヒーレンスの改善だけではなく、従来 10 ps 程度であったパルス幅を大幅に短パルス化することに成功したと言える。また、時間コヒーレント化に必要な高次高調波の帯域は今回の実験程広い必要はなく、例えばパルス幅 150 fs の Ti:Sapphire レーザーを基本波に用いる事で時間コヒーレンス 99% を保持しつつ、波長カップリングを現状の 2 倍以上 (~10%) に改善する事も可能である。

3 章 参考文献

- [1] Noboru Hasegawa, Alexander V. Kilpio, Keisuke Nagashima, Tetsuya Kawachi, Masataka Kado, Momoko Tanaka, Shinichi Namba, Kenjiro Takahashi, Kouta Sukegawa, Lu Peixiang, Tang Huajing, Maki Kishimoto, Tai Renzhong, Hiroyuki Daido, Yoshiaki Kato, “Higher harmonics generation for the high coherent x-ray laser”, Proc. SPIE vol.4505, 204-210 (2001).
- [2] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, R. Z. Tai, Y. Ochi, M. Nishikino, K. Nagashima, and Y. Kato, “Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation neonlike manganese x-ray laser medium” Physical Review A **76**, 043805 (2007).
- [3] Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, Maki Kishimoto, Kouta Sukegawa, Momoko Tanaka, Tai Renzhong¹, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Keisuke Nagashima, and Yoshiaki Kato, “Frequency Filter of Seed X-ray by Use of X-ray Laser Medium: Toward the Generation of the Temporally Coherent X-ray Laser”, Japanese Journal of Applied Physics **48** 012503 (2009).
- [4] M. Klapisch and A. Bar-Shalom, “Checking the validity of Busquet's ionization temperature with detailed collisional radiative models”, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, **58**, 687 (1997).
- [5] B. Corkum “Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization” Phys. Rev. Lett. 71, 1994 (1993).
- [6] E. Takahashi, Y. Nabekawa, T. Otsuka, M. Obata, K. Midorikawa, “Generation of highly coherent submicrojoule soft x rays by high-order harmonics,” Phys. Rev. A 66, p.021802(R) (2002)
- [7] E. Takahashi, Y. Nabekawa, K. Midorikawa, “Low-divergence coherent soft x-ray source at 13 nm by high-order harmonics,” Appl. Phys. Lett. 84, pp.4-6 (2004).
- [8] 安藤剛三, 原民夫, “平面結像型斜入射分光写真器の製作”, 分光研究, 38, 432 (1989).
- [9] Jeffrey A. Koch, Brian J. MacGowan, Luiz B. Da Silva, Dennis L. Matthews, James H. Underwood,

- Philip J. Batson, Richard W. Lee, Richard A. London, and Stan Mrowka, “Experimental and theoretical investigation of neonlike selenium x-ray laser spectral linewidths and their variation with amplification”, *Physical Review A*, 50, 1877 (1994).
- [10] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, H. Yamatani¹, M. Kishimoto, Y. Ochi, M. Tanaka, M. Nishikino, Y. Kunieda, K. Nagashima, and H. Yoneda., “High-precision measurement of the spectral width of the nickel-like molybdenum x-ray laser”, *Journal of Physics: Conference Series* 163 012062 (2009).
- [11] Akira Sasaki, “X線レーザーの計算機シミュレーション(<講座>Q&A集でみるX線レーザー)”, *プラズマ・核融合学会誌* 77(2), 146-152 (2001).
- [12] F. Strati, G. J. Tallents, G. J. Pert, C. L. S. Lewis, R. Keenan, S. Topping, A. Klisnick, D. Ros, J. Kuba, R. Smith, A. G. MacPhee, D. Neely, R. Allott, R. Clarke, F. Bortolotto, P. Nickles, K. Janulewicz, “Optimization of the Ne-like Ge X-Ray laser at 19.6 nm with CPA irradiation”, *Central Laser Facility Annual Report 1999/2000*, pp.52 (2000)
- [13] T. Mocek, S. Sebban, G. Maynard, Ph. Zeitoun, G. Faivre, A. Hallou, M. Fajardo, S. Kazamias, B. Cros, D. Aubert, G. de Lache`ze-Murel, J. P. Rousseau, and J. Dubau, “Absolute Time-Resolved X-Ray Laser Gain Measurement”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 173902 (2005).
- [14] Y. Wang, E. Granados, M. A. Larotonda, M. Berrill, B. M.Luther, D. Patel, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, “High-Brightness Injection-Seeded Soft-X-Ray-Laser Amplifier Using a Solid Target”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 123901 (2006).
- [15] G. J. Pert, “The hybrid model and its application for studying free expansion”, *Journal of Fluid Mechanics* **131**, 401 (1983).
- [16] Y. Shimada, H. Nishimura, M. Nakai, K. Hashimoto, M. Yamaura, Y. Tao, K. Shigemori, T. Okuno, K. Nishihara, T. Kawamura, A. Sunahara, T. Nishikawa, A. Sasaki, K. Nagai, T. Norimatsu, S. Fujioka, S. Uchida, N. Miyanaga, Y. Izawa, C. Yamanaka, “Characterization of extreme ultraviolet emission from laser-produced spherical tin plasma generated with multiple laser beams,” *Appl. Phys. Lett.* **86**, p.051501 (2005).
- [17] S. Fujioka, H. Nishimura, K. Nishihara, A. Sasaki, A. Sunahara, T. Okuno, N. Ueda, T. Ando, Y. Tao, Y. Shimada, K. Hashimoto, M. Yamaura, K. Shigemori, M. Nakai, K. Nagai, T. Norimatsu, T. Nishikawa, N. Miyanaga, Y. Izawa, K. Mima, “Opacity effect on extreme ultraviolet radiation from laser-produced tin plasmas,” *Phys. Rev. Lett.* **95**, p.235004 (2005).
- [18] Tetsuya Kawachi, Masataka Kado, Momoko Tanaka, Akira Sasaki, Noboru Hasegawa, Alexander V. Kilpio, Sinichi Namba, Keisuke Nagashima, Peixiang Lu, Kenjiro Takahashi, Huajing Tang, Renzhong Tai, Maki Kishimoto, Masato Koike, Hiroyuki Daido, and Yoshiaki Kato, “Gain saturation of nickel-like

- silver and tin x-ray lasers by use of a tabletop pumping laser system” *Physical Review A*, **66**, 033815 (2002).
- [19] M. Tanaka, M. Nishikino, T. Kawachi, N. Hasegawa, M. Kado, M. Kishimoto, K. Nagashima, Y. Kato, “X-ray laser beam with diffraction-limited divergence generated with two gain media,” *Opt. Lett.* **28**, pp.1680-1682 (2003).
- [20] M. Nishikino, M. Tanaka, K. Nagashima, M. Kishimoto, M. Kado, T. Kawachi, K. Sukegawa, Y. Ochi, N. Hasegawa, Y. Kato, “Demonstration of a soft-x-ray laser at 13.9 nm with full spatial coherence,” *Phys. Rev. A* **68**, p.061802(R) (2003).
- [21] Masaharu Nishikino, Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, Hiroshi Yamatani, Kota Sukegawa, and Keisuke Nagashima, “Characterization of a high-brilliance soft x-ray laser at 13.9 nm by use of an oscillator–amplifier configuration,” *Appl. Opt.* **47**, pp.1129-1134 (2008).
- [22] R. Keenan, J. Dunn, V. N. Shlyaptsev, R. F. Smith, P. K. Patel, D. F. Price, “Efficient pumping schemes for high average brightness collisional x-ray lasers,” *Proc. SPIE* **5197**, pp.213-220 (2003).
- [23] B. M. Luther, Y. Wang, M. A. Larotonda, D. Alessi, M. Berrill, M. C. Marconi, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, “Saturated high-repetition-rate 18.9-nm tabletop laser in nickel-like molybdenum,” *Opt. Lett.* **30**, 165 (2005).
- [24] Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, D. Alessi, M. Berrill, V. N. Shlyaptsev, J. J. Rocca, “Demonstration of high-repetition-rate tabletop soft-x-ray lasers with saturated output at wavelength down to 13.9 nm and gain down to 10.9 nm,” *Phys. Rev. A* **72**, p.053807 (2005).
- [25] R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, V. N. Shlyaptsev, “High-repetition-rate grazing-incidence pumped x-ray laser operated at 18.9 nm,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, p.103901 (2005)
- [26] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lache`ze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercère, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau, and C. Valentin, “A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam”, *Nature* **431** (2004) 426.
- [27] Y. Wang, M. Berrill, F. Pedaci, M. M. Shakya, S. Gilbertson, Zenghu Chang, E. Granados, B. M. Luther, M. A. Larotonda, and J. J. Rocca, “Measurement of 1-ps soft-x-ray laser pulses from an injection-seeded plasma amplifier”, *Physical Review A*, **79**, 023810 (2009).
- [28] G.J. Tallents, “The physics of soft x-ray lasers pumped by electron collisions in laser plasmas”, *Journal of Physics D*, **36** R259-R276 (2003).
- [29] Raymond C. Elton, “X-RAY LASERS”, ISBN-13: 978-0122380808
- [30] A. Klisnick, J. Kuba, D. Ros, R. Smith, G. Jamelot, C. Chenais-Popovics, R. Keenan, S. J. Topping, C. L. S. Lewis, F. Strati, G. J. Tallents, D. Neely, R. Clarke, J. Collier, A. G. MacPhee, F. Bortolotto, P.

V. Nickles, and K. A. Janulewicz, “Demonstration of a 2-ps transient x-ray laser”, *Phys. Rev. A* **65**, 033810 (2002).

[31] Y. Ochi, T. Kawachi, N. Hasegawa, A. Sasaki, K. Nagashima, K. Sukegawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, M. Nishikino, and M. Kado, “Measurement of temporal durations of transient collisional excitation X-ray lasers”, *Appl. Phys. B* **78**, 961(2004).

[32] T. Sekikawa, T. Ohno, T. Yamazaki, Y. Nabekawa, and S. Watanabe, “Pulse Compression of a High-Order Harmonic by Compensating the Atomic Dipole Phase, *Physical Review Letters* **83** 2564 (1999).

4 章. ゼーマン効果を利用した軟X線レーザーの偏光成分の分離

4 章. ゼーマン効果を利用した軟X線レーザーの偏光成分の分離

| | |
|--|-----|
| 4. 1. 概要 | 85 |
| 4. 2. 斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟X線レーザー | 86 |
| 4. 3. 斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟X線レーザーにおける磁場圧縮機構 | 87 |
| 4. 3. 1. 磁束の凍り付き現象について | 87 |
| 4. 3. 2. 励起レーザー吸収時に生成される衝撃波による圧縮効果 | 88 |
| 4. 3. 3. 励起レーザーのポンデロモータティブ力による圧縮効果 | 89 |
| 4. 4. ゼーマン効果を利用した円偏光軟X線レーザーのための強磁場発生 | 93 |
| 4. 4. 1. 磁場発生装置の概略 | 93 |
| 4. 4. 2. 仕様の最適化 | 94 |
| 4. 4. 3. パルスパワー電磁石の製作と動作試験 | 98 |
| 4. 4. 4. パルス磁場の計測 | 105 |
| 4. 4. 5. 付録1：磁場計測における同期信号について | 110 |
| 4. 4. 6. 付録2：計測の時間精度について | 111 |
| 4. 4. 7. 付録3：コイル内部に導体が設置された場合の磁場強度 | 112 |
| 4. 5. 磁場圧縮効果が無視できる条件下でのゼーマン効果 | 113 |
| 4. 5. 1. ナノ秒レーザー励起軟X線源 | 113 |
| 4. 5. 2. ナノ秒レーザー励起軟X線源におけるゼーマン効果 | 115 |
| 4. 6. ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光成分の分離 | 119 |
| 4. 6. 1. スペクトルの分離量から見積もられる磁場強度の空間分布 | 120 |
| 4. 6. 2. 左右の円偏光の比率 | 122 |
| 4. 7. 4章の結論 | 123 |
| 4 章 参考文献 | 124 |

4.1. 概要

本章では、外部磁場とプラズマの中の磁場圧縮機構によって生じるゼーマン効果を利用する事で、軟X線レーザーの発生過程において存在する円偏光成分を分光的に抽出することを試みる。軟X線レーザーの発生過程における個々のイオンからの輻射の偏光状態及び、円偏光成分を抽出する為の実験配置（軟X線軸ゼーマンレーザー配置）の概要を図4.1-1に示す。

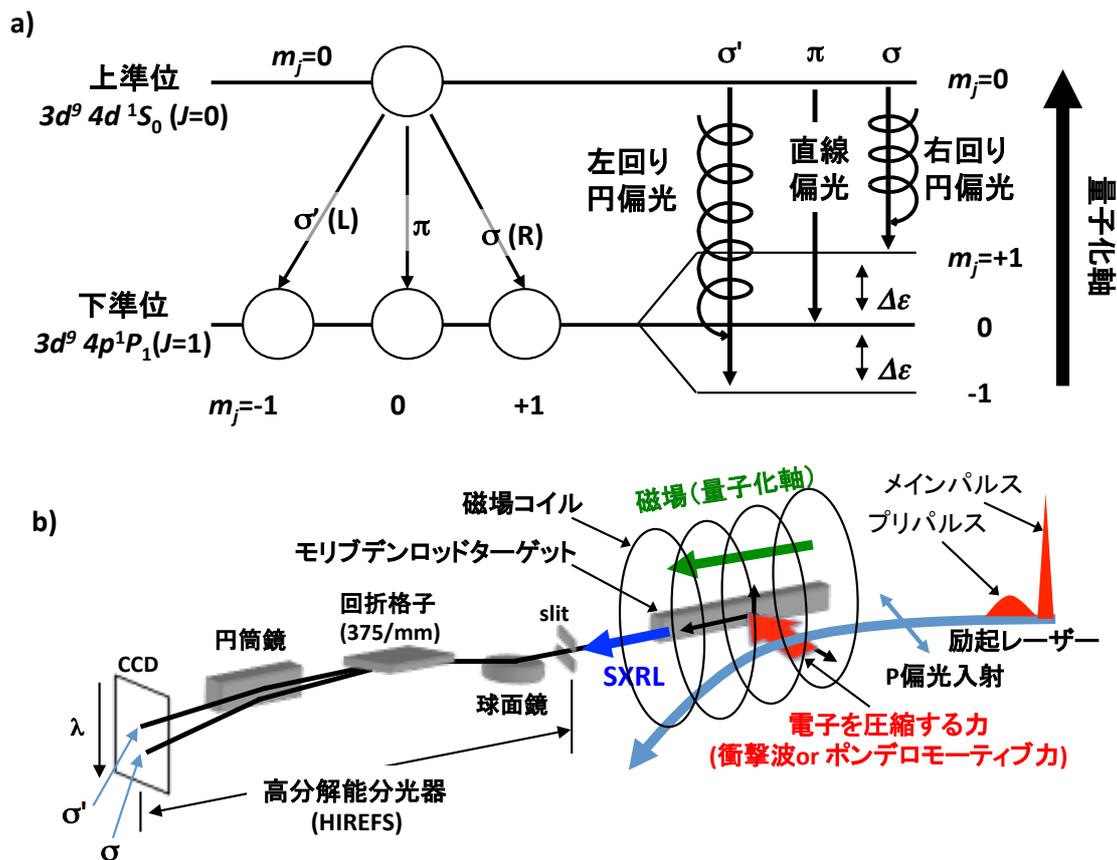


図 4.1-1) ゼーマン効果を利用した円偏光軟X線レーザーの発生の概要

ニッケル様イオンを用いた軟X線レーザーは、上準位 $3d^9 4d (J = 0)$ 、下準位 $3d^9 4p (J = 1)$ の間で反転分布を生成する事で発生する。下準位は3つの磁気副準位 $m_j = -1, 0, 1$ が縮退しているため、レーザー遷移線は3本のスペクトルから構成される(図4.1-1(a))。この時、 $\Delta m_j = 0$ の遷移線 (π 光) は量子化軸に対して垂直方向に伝搬し直線偏光を有する。 $\Delta m_j = +1$ の遷移線 (σ 光) は、量子化軸に対して平行に伝搬し、右回りの円偏光を示す。 $\Delta m_j = -1$ の遷移線 (σ' 光) は、量子化軸に対して平行に伝搬し、左回りの円偏光を示す[1,2]。量子化軸は、磁場によって決定する事ができる為、図4.1-1(b)の様に軟X線レーザー媒質の増幅光の伝搬方向に磁場を設置する事で観測者は σ 光、 σ' 光のみを抽出する事ができる[3]。

4 章. ゼーマン効果を利用した軟X線レーザーの偏光成分の分離

この時、下準位の $m_j = \pm 1$ 準位は、磁場によるゼーマン効果により縮退が解消する。 $m_j = \pm 1$ 準位のエネルギー差 $\Delta\epsilon$ [eV]は、磁場強度: B [T]、ボーア磁子: $\mu_B = 5.79 \times 10^{-5}$ [eV/T]を用いて、

$$m_j = \pm 1 \text{ 準位のエネルギー差: } 2\Delta\epsilon = 2\{J(J+1)\}^{1/2}\mu_B B (= 1.64 \times 10^{-4} B \text{ [eV]})$$

と表せる[1]。十分な磁場強度が得られれば(波長 20 nm 近傍では 35 T 程度、図 2.3-2 を参照)、 $m_j = \pm 1$ 準位のエネルギー差: $2\Delta\epsilon$ が軟X線レーザーの線幅を越え、左右の円偏光の分離が可能となる。軟X線レーザーの線幅は他の一般的なプラズマX線と比較して極めて狭い($\Delta\lambda / \lambda < 10^{-4}$)事が知られている[4, 5]。従って必要な磁場強度は低く抑えられるが、その反面、高い波長分解能を有する分光器(HIREFS[6], 1.3.2.(6)節を参照)が必要となる。一方で、ピコ秒以下の短パルスレーザーがプラズマ中に照射された場合、レーザーの吸収時に発生する衝撃波、もしくはレーザー電場によるポンデロモータイブ力によりプラズマ中の磁場が圧縮、増大する事も知られている[7-10]。本研究では、軟X線レーザーの励起レーザーの照射配置を、大きなポンデロモータイブ力の発生が期待できる斜入射励起方式とすることで積極的に磁場の圧縮機構を利用し、ゼーマン効果による左右の円偏光成分の分離を増大させることで、従来困難であった軟X線領域での軸ゼーマンレーザーの実現を試みた。外部磁場の生成については、軟X線レーザー媒質の大きさが数十 $\mu\text{m} \phi \times 5 \text{ mm}$ と非常に小さく、かつ過渡的である事に着目し、小型で強力なパルスマグネット装置を新たに開発する事でこれに対応した。

4.2. 斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟X線レーザー

本研究では、偏光分離の対象としてニッケル様モリブデン軟X線レーザー(波長 18.9 nm)を用いた。これは、斜入射励起方式により容易に発振が可能であるためである[11-12]。励起光源としてはビーム径 100 mm ϕ の Nd:glass レーザー(波長 1053 nm)を使用し、斜入射励起用光学配置(図 4.2-1(a))によりターゲット上に集光し、軟X線レーザーを発生させた。集光は曲率半径 4000 mm の球面鏡で行い、ターゲットへの斜入射角は 14 deg、P 偏光入射とした。励起レーザーの浸入電子密度は $n_{cr} \sin^2\theta = 6 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ (n_{cr} : critical density, $10^{21}/\text{cm}^3$)となる。集光パターンは、照射痕を顕微鏡で観測する事で確認を行い、長さ 5 mm、幅約 64 μm の均一な線集光が得られた。

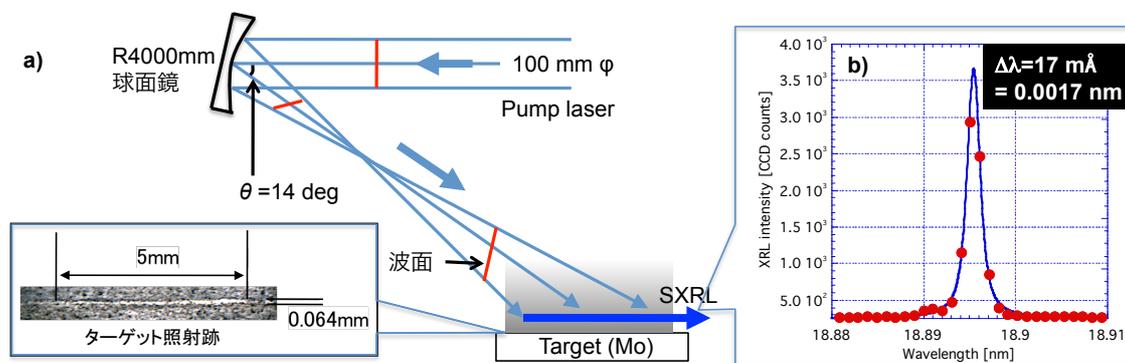


図 4.2-1) 斜入射励起ニッケル様モリブデン軟X線レーザー

パルス条件を、プリパルス(パルス幅 400 ps)とメインパルス(7 ps)のエネルギー比 1:4、パルス間隔 2 ns とした場合、軟X線レーザーはターゲット面から屈折角 1 mrad の方向に出射し、ビーム広がり角は約 4 mrad、エネルギーは約 0.5 μJ、線幅は HIREFS を用いて 17 mÅ と計測された (図 4.2-1(b))。この場合、ゼーマン効果による左右の円偏光の分離に必要な磁場強度は 35 T となる。

4.3. 斜入射励起方式ニッケル様モリブデン軟X線レーザーにおける磁場圧縮機構

前節におけるニッケル様モリブデン軟X線レーザーの計測により、ゼーマン効果による左右の円偏光の分離には約 35 T の磁場強度が必要である事が判明した。理想 MHD 状態[13]と見なせるプラズマ中では、レーザーの吸収時の衝撃波、レーザー電場のポンデロモータティブ力等による電子密度の圧縮に伴い磁場が圧縮される事が予想されるため、磁場の圧縮機構を利用する事で、外部磁場に対する要求性能が大幅に低減され得る。本節では、ニッケル様モリブデン軟X線レーザー媒質中における磁場の圧縮効果の見積りを行う。

4.3.1. 磁束の凍り付き現象について

プラズマを電導性流体であるとする、その内部を移動する電子(電流)は磁場を発生させるため、外部磁場との相互作用が発生する。この概念は電磁流体力学(MHD: magneto hydro dynamics)と呼ばれ、磁場強度 B と電子の移動速度 v の関係は以下の式で記述される。

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot}(v \times B) + \frac{1}{\sigma_p \mu} \Delta B, \quad \sigma_p \text{ はプラズマの電気伝導度。} \mu \text{ は透磁率を表す。}$$

第一項は、磁場と電流の相互作用を、第二項は磁場の拡散を示している。この時、電気伝導度が十分に大きいと仮定すると磁場と電流は完全に結びつき、磁束は電子の流れに従って共に移動する。これは磁束の凍り付き (frozen in) と呼ばれる現象であり、この状態は理想 MHD 状態と呼ばれ、プラズマ中の電子密度が空間的な圧縮により 10 倍になれば、プラズマ中の磁場強度も 10 倍に増大する。第一項と第二項の比は、磁気レイノルズ数 R_m と呼ばれ、媒質の速度 U [m/s]、流体のスケール長 L [m] を用いて $R_m = \sigma_p \mu U L$ と記述される。 $R_m \gg 1$ の場合に理想 MHD 状態となる。 $R_m = 1$ となる時間 $\tau (= \sigma_p \mu L^2)$ は磁束の緩和時間と定義され、この時間内において磁束の凍り付きが成立する。本節では、プラズマの電気伝導度 σ_p から磁束の緩和時間を求める。

$$\text{プラズマの電気伝導度: } \sigma_p = \frac{q^2 n_e}{m_e \nu_e} [\text{A/Vm}],$$

n_e : 電子密度 [m^{-3}], q : 素電荷 [C], m_e : 電子の質量 [kg], ν_e : 衝突周波数 [Hz]

$$\text{衝突周波数: } \nu_e = \frac{8\pi n_i Z_{\text{eff}}^2 e^4}{6.4 m_e^2 \nu_e^3} [\text{Hz}],$$

e : 素電荷 [esu], n_i : イオン密度 [cm^{-3}], m_e : 電子質量 [g], ν_e : 電子の速度 [cm/s], Z_{eff} : イオン化価数

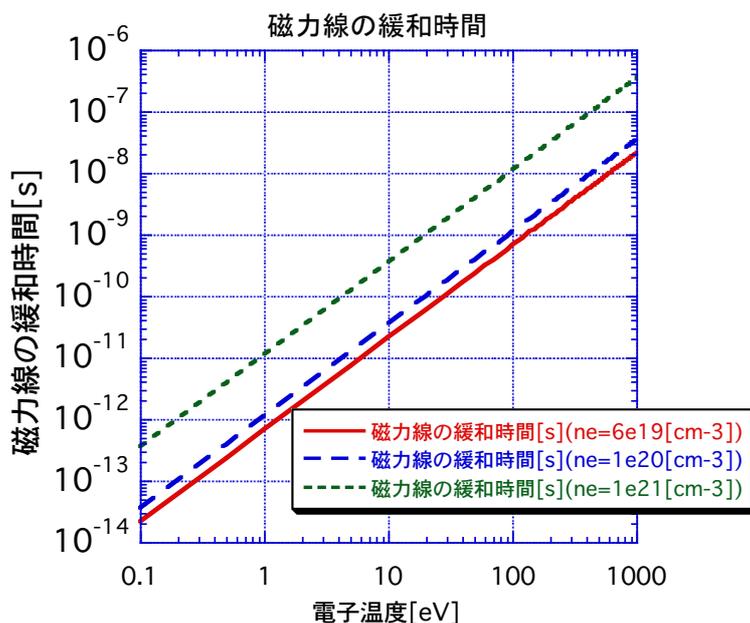


図 4.3-1) 磁力線の凍り付きが解消されるのに要する時間

図 4.3-1 に、プラズマの空間スケールを $30 \mu\text{m}$ とした場合の磁力線の緩和時間と電子温度の関係を示す。電子温度の増大に従って緩和が穏やかになっていく事が分かる。斜入射光学系により決定される励起レーザーの浸入電子密度（この近傍でレーザーが吸収される）は $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、電子温度が 50 eV の時の緩和時間は約 200 ps 、 400 eV の時は約 5 ns となる。励起レーザーはプリパルス入射の 2 ns 後にメインパルスが入射され、その後数十 ps 以内で軟X線レーザーが発振する。従って、メインパルスが入射される前の時間帯（電子温度は約 50 eV 、図 4.3-2 を参照）では外部から与えられた磁束はプラズマ中の電子と共に移動する事はなく（定常磁場）、メインパルス照射後の軟X線レーザーが発振する時間帯（電子温度は約 400 eV 、図 4.3-2 を参照）では磁束はプラズマ中の電子と共に移動する（理想 MHD 状態：磁場強度が変化する）。

4.3.2. 励起レーザー吸収時に生成される衝撃波による圧縮効果

軟X線レーザーが発生している時間帯におけるプラズマ中の電子温度及び電子密度を見積もる為に、一次元輻射流体コード HYADES[14]を用いて計算した結果を図 4.3-2 に示す。励起パルス条件は実験と同様に、プリパルス(パルス幅 400 ps)とメインパルス(7 ps)のエネルギー比を 1:4、パルス間隔 2 ns 、レーザーの射入射角は 14 度、メインパルスの照射強度は $4.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ とした。横軸 0 はターゲット表面を、時刻 0 はメインパルスが照射される瞬間（メインパルスのピークは $t = 5 \text{ ps}$ ）を表す。メインパルスの入射前の電子温度は約 50 eV であり、この時の磁力線の緩和時間は 200 ps であるから、先に述べたようにメインパルス入射以前では磁場の圧縮は生じない。 $x \sim 100 \mu\text{m}$ において、電子密度が上昇しほぼフラットになる領域が見られる。これは

メインパルスの吸収を示しており、電子温度も急激な上昇を示している。軟X線レーザーは、電子温度の高くなるこの領域で発振していると考えられる。しかしながら、この領域における電子密度の急激な上昇は、計算結果からプラズマの空間的な圧縮ではなく、主にイオン化が原因である事が示されており、磁場圧縮の要因になるとは考えにくい。従ってレーザー吸収時の衝撃波による磁場の圧縮の効果は小さいと言える。

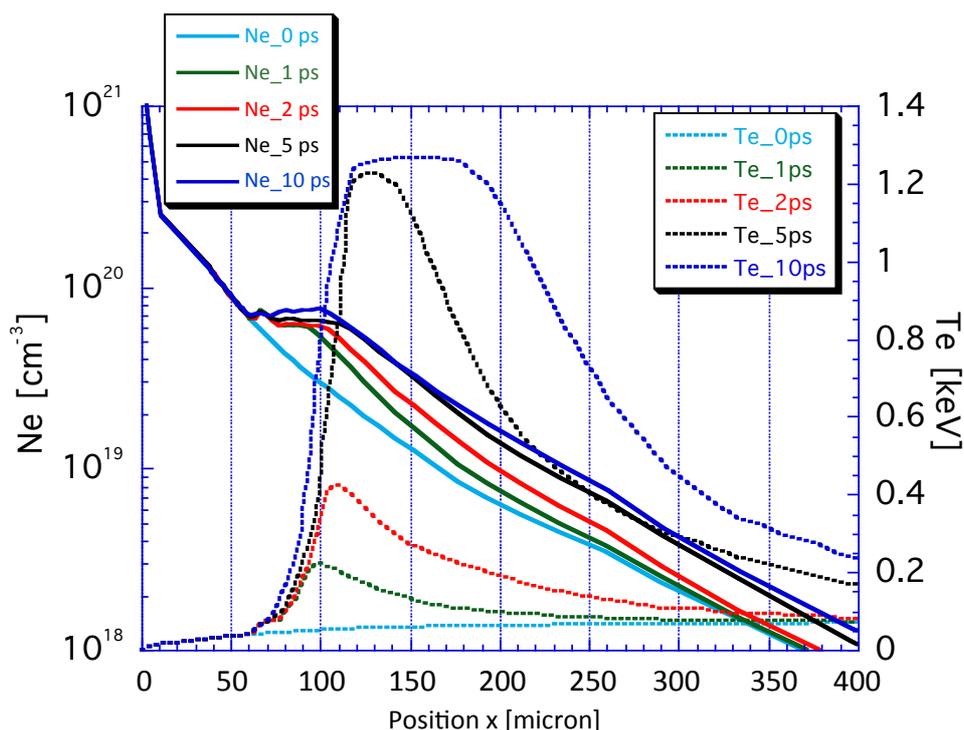


図 4.3-2) ニッケル様モリブデン軟X線レーザー媒質の電子温度、電子密度の計算結果

4.3.3. 励起レーザーのポンデロモーティブ力による圧縮効果

メインパルスのポンデロモーティブ力による電子密度の圧縮効果を見積もる。ポンデロモーティブ力は、レーザーの電場勾配の変化（電場のピーク強度の時間&空間的な変化）が荷電粒子に作用する力である。直入射励起方式の場合には、電場のピーク強度の時間変化によりターゲット垂直方向のポンデロモーティブ力が発生する。一方、本実験で採用した斜入射励起方式では、ターゲットと平行方向にレーザーが伝搬する為、数十ミクロンに集光された光の空間的な電場勾配がターゲット垂直方向のポンデロモーティブ力として作用する為、大きな加速勾配が形成される（図 4.3-3）。HYADES では、時間方向のポンデロモーティブ力は組み込まれているが、空間方向のポンデロモーティブ力は考慮されていない。直入射励起についての計算結果である図 2.3-3(c) では明確な電子密度の圧縮が見られているのに対して、図 4.3-2 では電子密度の圧縮が見られなかったのは、それが原因と考えられる。

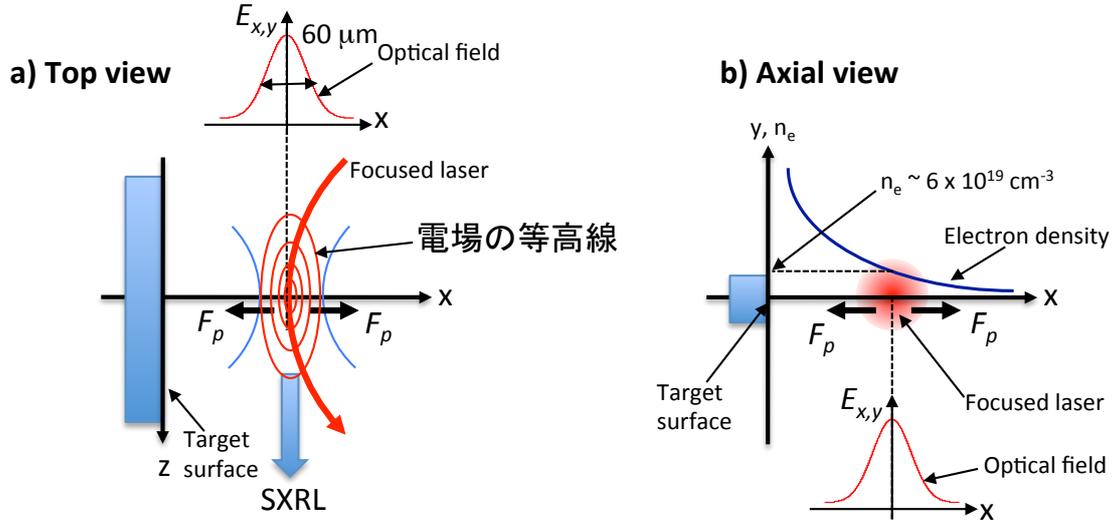


図 4.3-3) 斜入射励起光学系により集光されたレーザーの空間方向の電場変化によるポンデロモーティブ力(F_p)

単位体積当りに掛かるポンデロモーティブ力 F_p [N/m^3]は、以下の式で記述される。

$$F_p = -\frac{1}{4} n_e \cdot m_e \cdot c_0^2 \nabla a^2, \quad a = v_q / c_0 = \frac{qE}{m_e \omega_{Laser} c_0}, \quad v_q: \text{Quiver velocity}$$

n_e : 電子密度 [m^{-3}], m_e : 電子の質量 [kg], c_0 : 光速 [m/s], q : 素電荷 [C], E : 光電場 [V/m]

レーザー強度の集光プロファイルを半値全幅 ϕ [m], パルス幅 τ [s]のガウス波形とすると、

$$\text{レーザー電場: } E(r, t) = E_0 \exp[-4 \ln 2 (r+r_0)^2 / \phi^2] \exp[-4 \ln 2 (t-\tau)^2 / \tau^2]$$

と表せる。 $r = 0$, $t = \tau$ は、それぞれレーザー強度のピーク位置、ピーク時刻を表し、 r_0 は電子の初期位置を表す。これらから、

$$F_p = \frac{4 \ln 2}{\Phi^2} \frac{n_e q_e^2}{m_e \omega_{Laser}} (r+r_0) E(r, t)^2,$$

$$F_p = 5.86 \times 10^{-5} \frac{n_e I_0}{\omega_{Laser}^2} \frac{r+r_0}{\Phi^2} \exp\left(\frac{-4 \ln 2 (r+r_0)^2}{\Phi^2}\right) \exp\left(\frac{-4 \ln 2 (r+\tau)^2}{\tau^2}\right)$$

が、求まる。

従って、個々の電子の受ける加速度は、実験条件を用いて以下のように記述できる。

$$a_p(r, t) = \frac{F_p(r, t)}{m_e n_e} = 1.20 \times 10^{23} (r+r_0) \exp\left(\frac{-4 \ln 2 (r+r_0)^2}{\Phi^2}\right) \exp\left(\frac{-4 \ln 2 (r+\tau)^2}{\tau^2}\right)$$

4章. ゼーマン効果を利用した軟X線レーザーの偏光成分の分離

Ni-like Mo SXRL 発振領域のパラメータ

$$\phi = 60 \text{ } \mu\text{m}, \tau = 7 \text{ ps},$$

$$I_0 = 4.4 \times 10^{19} \text{ [W/m}^2\text{]}$$

$$\omega = 2\pi c/\lambda = 1.8 \times 10^{15} \text{ [rad]}$$

$$n_e = 6 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

$$m_e = 9.10 \times 10^{-31} \text{ [kg]}$$

$$q_e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ [C]}$$

個々の電子が受けるポンデロモーティブ力は、 $r = 20 \text{ } \mu\text{m}$ and $n_e = 6 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ とした場合、 $1.2 \times 10^{14} \text{ N/m}^3$ となる。プラズマの厚み（ターゲット表面から軟X線レーザーが発振する領域までの距離）は約 $100 \text{ } \mu\text{m}$ であるから、プラズマの受ける圧力は $1.2 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ 程度となる。これは、ポンデロモーティブ力の圧縮が考慮されていない場合のプラズマの内圧 ($x \sim 100 \text{ } \mu\text{m}$, $T_e \sim 400 \text{ eV}$ の時、 $4.8 \times 10^9 \text{ N/m}^2$)よりも大きく、ポンデロモーティブ力によるプラズマの圧縮が可能である事を示している。ポンデロモーティブ力は、電子の x 方向（レーザーの動径方向）の位置により変化する為、その初期位置により移動量が大きく異なる。図 4.3-4(a)に様々な初期位置の電子が、ポンデロモーティブ力により移動していく様子を示した。 $r = 0$ がレーザー強度のピーク位置を示し、 $t = 7 \text{ ps}$ はレーザーのピーク時刻を表す。初期位置 $10 \text{ } \mu\text{m} \sim 60 \text{ } \mu\text{m}$ の電子が $t = 8 \sim 9 \text{ ps}$ で空間的に圧縮されている事が分かる（図 4.3-4(a)中の○で囲った部分）。従って、この領域で磁場の圧縮が起こり得る。図 4.3-4(b)に空間的な圧縮率を定量的に評価する為に、初期状態で $5 \text{ } \mu\text{m}$ の大きさの空間が、何倍の圧縮を受けるかについて評価を行った。電子の初期位置がレーザーの中心位置から $40 \text{ } \mu\text{m}$ 離れている場合、レーザー強度のピーク時刻に近づくに従い圧縮率が急激に上昇し、ピーク近傍では圧縮率は数十倍に達する。軟X線レーザーが発生する領域の幅 ($\sim 30 \text{ } \mu\text{m}$) で平均しても、少なくとも数倍以上の圧縮が期待できる。従って、ポンデロモーティブ力による空間圧縮及び磁場強度の増大は、本研究において有用であると考えられる。

以上の検討から、ニッケル様モリブデン軟X線レーザー媒質において、メインパルスが入射される前では外部から与えた磁場はプラズマ内部に十分に浸透し、メインパルスの照射によって、少なくとも数倍以上の磁場の圧縮効果が得られる事が予想される。従って、ゼーマン効果による左右の円偏光分離に必要な磁場 35 T の半分程度の外部磁場を用意する事が出来れば十分なゼーマン効果が得られると期待できる。

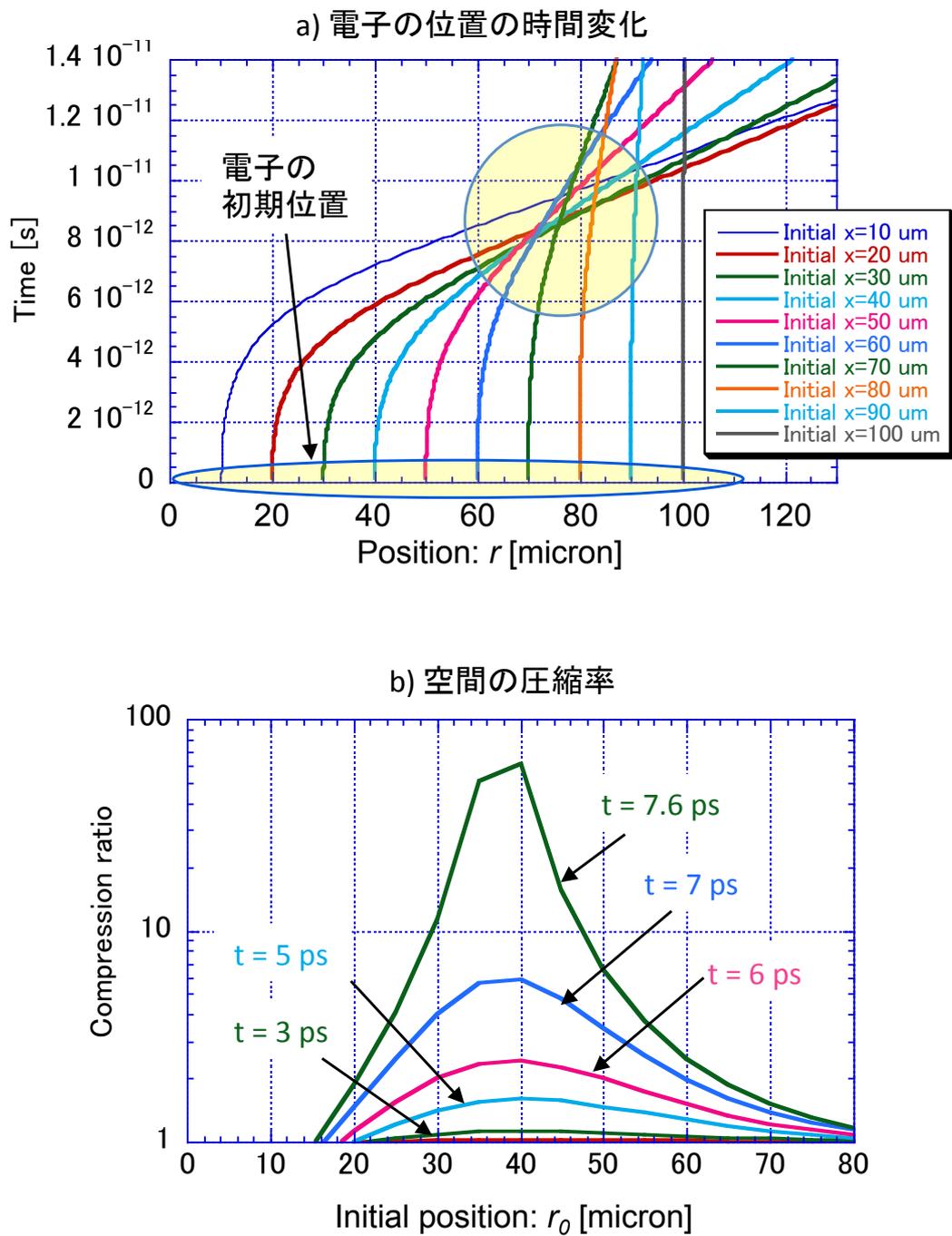


図 4.3-4) ポンデロモータイプカによる電子位置の時間変化(a)、空間の圧縮率(b)

4.4. ゼーマン効果を利用した円偏光軟X線レーザーのための強磁場発生

ニッケル様モリブデン軟X線レーザー（波長 18.9 nm）の計測と解析の結果、左右の円偏光の分離に必要な磁場強度は 35 T であり、また、軟X線レーザー媒質中では数倍程度の磁場の圧縮効果が期待できる事が判明した。本節では、左右の円偏光の分離を実現する為の外部磁場として、1/2 程度の磁場強度、20 T のパルスパワーマグネット[15]の開発を行った。

4.4.1. 磁場発生装置の概略

電磁石では、磁場強度はコイルに流れる電流に比例する。20 T 級の磁石を実現するには、数 mm 程度の内径の小型コイルを使用した場合でも 10 kA 級の電流が必要である（図 4.4-2 を参照）。これを実現するには、以下の技術的な問題を解決する必要がある。

- 1) 10 kA 級の電流の発生
 - 2) 10 kA 級の大電流、10 kV 級の高電圧に耐えるスイッチ素子の開発
 - 3) 大電流の真空中への導入
 - 4) 大電流、高電圧に耐えるコイルの開発
- 1) 10 kA 級の大電流は、小型の DC 電源では発生が困難であるため、パルス状の電流を発生させるパルス電源を用いる。
- 2) パルス電流を発生させる為には、大電流、高電圧に耐える高速スイッチ素子が必要となる。数 kV、数 kA 程度であれば、水素もしくは重水素を封入した放電管素子（サイラトロン）[16]、半導体素子である絶縁ゲートバイポーラトランジスタ（Insulated Gate Bipolar Transistor, IGBT）[17]、等の使用も可能であるが、それ以上では使用が難しい。更に、軟X線レーザーと同期した動作が必要であるため、低ジッターであることも重要である。これらの条件を満たす為に、本研究では、Laser Triggered Spark Gap (LTSG) [18]を採用した。ギャップスイッチの電極間に集光したレーザー光を入射し、プラズマ（導体）を発生させる事で通電を開始させる方式であり、ギャップスイッチの利点である大電流、高耐圧に加えて、パルスレーザーをトリガーとする事で、ジッターをレーザーのパルス幅以下にまで抑える事が可能である。
- 3) 軟X線レーザーは真空中で発生させる為、電流を真空チャンバーに導入する為のフィードスルーが必要となる。電源 → フィードスルー → コイルへと効率良くエネルギーを伝搬させる為には、それぞれのインピーダンス整合が重要である。市販のフィードスルーでは 50 Ω の製品が多いが、これは大電流を導入する用途には適していない（電圧が高くなり、絶縁が困難となる）。故に、コイルも含めて低いインピーダンスでデザインする必要がある。インピーダンスを低くするために、幅広の伝送ライン（マイクロストリップライン）[19]を採用する。
- 4) コイルには、大電流に耐える低い実抵抗値と機械的な強度、更に高電圧による破壊を防ぐため極めて高い絶縁性が必要となる。通常のパルスレーザーコイルでは絶縁被膜で覆われた銅線を用

いるが、本研究では、磁場の均一性、コイルのインダクタンス、耐電圧性を考慮して、薄い銅板をポリイミド膜（デュポン社製：カプトン）で被覆した物を線材として使用する。これにより、コイルの軸方向の磁場の均一性が向上すると共に、コイルの巻数が少なくなる為、インダクタンスの減少も期待できる。

以上をまとめると本装置は図 4.4-1 の様なデザインになる。パルス電源を用いた電磁石では、コイルのインダクタンスと電源のキャパシタンスが共振する為、コイルの仕様は、電源の仕様と直結する。故に、コイルのデザインを初めに決定した。

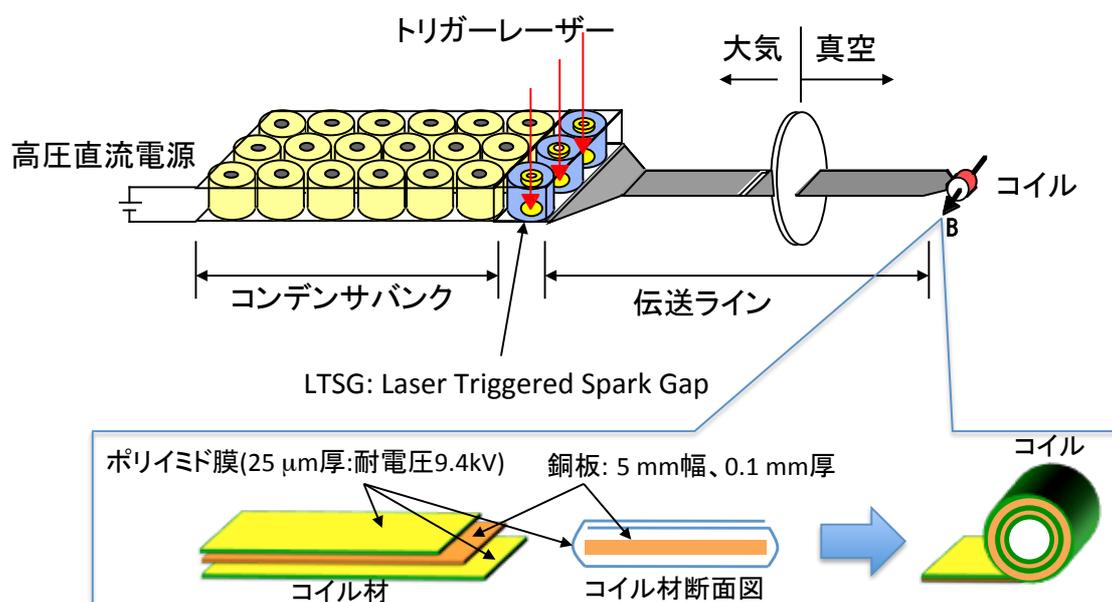


図 4.4-1) パルスパワーマグネットの基本的なデザイン

4.4.2. 仕様の最適化

(1) 必要な電流量について

磁場の強度は、磁束密度 B [T], 透磁率 $\mu_0 = 1.26 \times 10^{-6}$ [H/m], 電流 I [A], コイル巻数 n , コイル内半径 a_1 [m], コイル外半径 a_2 [m], コイル長さ l [m] とすると、以下の様に記述される。

$$B = \frac{\mu_0 n I}{2(a_2 - a_1)} \ln \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + l^2/4}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + l^2/4}}$$

厚さ 25 μm のカプトン膜(デュポン社製:100H/V, 耐圧 9.4 kV)で袋状に覆うことで絶縁処理した銅板 (100 μm 厚, 5mm 幅) をコイル材とした場合の電流値と磁場強度の関係を図 4.4-2 に示す。

コイルの寸法は、ニッケル様モリブデン軟X線レーザーの生成時の励起レーザーの光学配置から

長さ 5 mm、内径 4 mm φ とした。概して 10 kA 以上の大電流を必要とする事が分かる。巻数の増大と共に、必要な電流値は減少するが、巻数の増大はコイルのインダクタンスの増大、つまりはインピーダンスの増大に繋がり電圧が高くなるので、一概に有利とは言えない。絶縁被膜を多重構造にすることでコイルの外径が増すため磁場強度は低下するが、コイルの絶縁耐力は向上し繰り返し使用に対する耐久性が向上する (4.4.3(4)節の絶縁破壊試験において、絶縁被膜 1 重では絶縁耐力 10kV 以下、2 重で 22 kV 程度である事が判明した)。

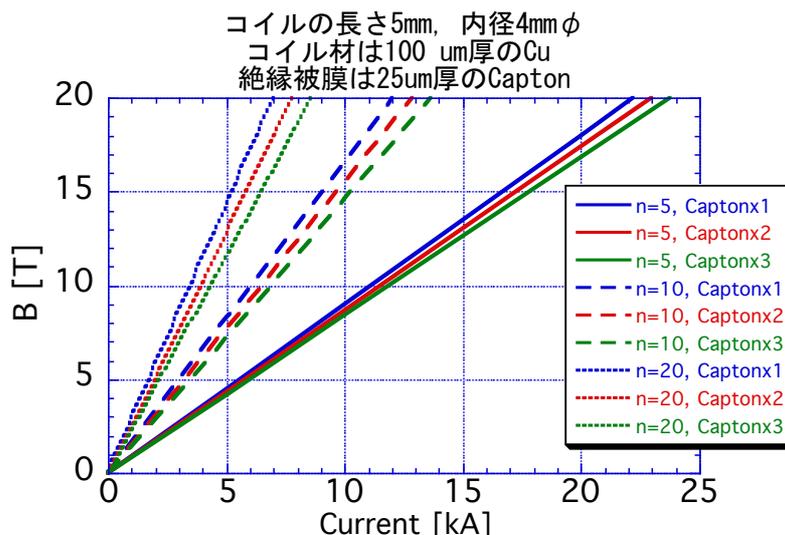


図 4.4-2) 長さ 5 mm のコイルの内径、巻数、電流値と磁場強度の関係。Capton x 2 は絶縁被膜を 2 重にした事を示す。

コイルのインピーダンスは、インダクタンス : L [H]、電流位相の角速度 ω [rad] に依存する。

$$\text{コイルのインピーダンス } Z_c = \omega L [\Omega]$$

コイルのインダクタンスと電源の静電容量 C [F] が共振状態にある場合、

$$\omega L = 1/\omega C \text{ なので、 } Z_c = (L/C)^{0.5} [\Omega]$$

従って、必要な電圧 V は $V = IZ_c$ となる。

インピーダンスを低く設計する事で電圧を低くする事が可能である。上述の通り、コイルに関しては電源の静電容量によりインピーダンスを制御可能であるが、伝送ラインに関しては、絶縁体の厚みと伝送ラインの幅によりインピーダンスが制限されてしまう。従って、先に伝送ラインのインピーダンスについて考える。

(2) 伝送ラインのインピーダンスの決定

伝送ライン (マイクロストリップライン) のインピーダンスは、幅 W [m]、間隔 d [m]、カプトンの比誘電率 $\epsilon_r = 3.4$ として以下の式で表せる。

$$Z_{T.L.} = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \left[\frac{W}{d} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{W}{d} + 1.444 \right) \right]^{-1} [\Omega]$$

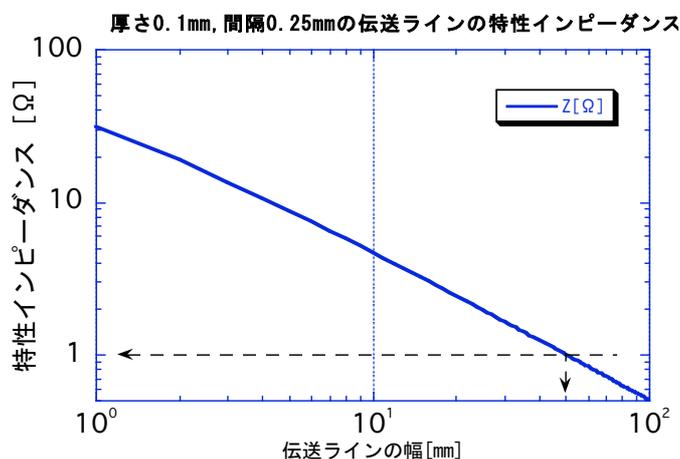


図 4.4-3) 伝送ラインの幅と特性インピーダンスの関係

伝送ラインの間隔を 0.25 mm (厚さ 125 μm のカプトン膜(絶縁耐力 25.9 kV)を 2 枚使用) とした場合、インピーダンスは幅 100 mm 程度の時に 0.5 Ω 程度になる。実際に真空中に導入するには 100 mm φ の単管を使用した場合でも 50 mm 程度の幅が最大となる (図 4.4-3 中の矢印)。従って、伝送ラインのインピーダンスは 1 Ω 程度が最小値となる。以下では、コイルのインピーダンスが 1 Ω 程度になるようにコイルと電源の仕様を決定する。

(3) コイルの形状の最適化による本装置の仕様の決定

コイルの形状がもたらす定性的な傾向を以下に記す。赤はメリット、青はデメリット。

長さ大 → インピーダンスの減少 (1 乗)、必要な電流値の増加 (1 乗)

巻数大 → 必要な電流値の減少 (1 乗)、インピーダンスの増大 (2 乗)

半径大 → 配置が容易、磁束密度の減少 (2 乗)、インピーダンスの増大 (2 乗)

また前述の通り、コイルのインダクタンス L [H] と電源の静電容量 C [F] が共振状態にある場合、

$$Z_c = \omega L = (L/C)^{0.5} [\Omega]$$

であるから、インピーダンスを 1 Ω とすると、電源の静電容量はコイルのインダクタンスと等しくなり、必要な電源容量も算出できる。故に以下の手順に従って、本装置の仕様を決定する。

① 20 T の磁場強度に必要な電流値 (電圧値) とコイルの形状の関係を求める (図 4.3-4)。

→ 絶縁耐力 (最大電圧) を目安にコイルの形状を決定。

②コイルの形状からインダクタンスを求め (図 4.4-4)、電源の静電容量を求める。

→ 必要な静電容量を目安にコイルの形状を決定

①と②をすり合わせる事でコイルの仕様を決定、装置全体の仕様を決定した。

図 4.4-2 からは、コイルの巻数を $n = 5$ 、内径 4 mm とした場合、必要な電流は 20 kA を越えるが、 $n = 10$ とする事で 15 kA & 以下に抑える事が可能である事が分かる。

コイルのインダクタンスはコイルの平均半径を $a = (a_2 + a_1) / 2$ とすると以下の式で表される。

$$L = \frac{k\mu_0\pi a^2 n^2}{l}$$

k は長岡係数[20]、 $k = 0.688$ ($2a/l = 1$)、 $k = 0.818$ ($2a/l = 0.5$)

コイルの材質は 100 μm 厚の Cu とし、絶縁は 25 μm 厚のカプトンシート (絶縁耐力 9.4 kV) を使用した (袋状に Cu を包むので 1 重の場合で 25 x 3 で計 75 μm)。

巻数 n 、内半径 a_1 として、外半径 $a_2 = a_1 + 0.175n$ [mm] となる。

巻数 5, 10, 20、絶縁被膜 1~3 重の場合に対してインダクタンスを求めた。

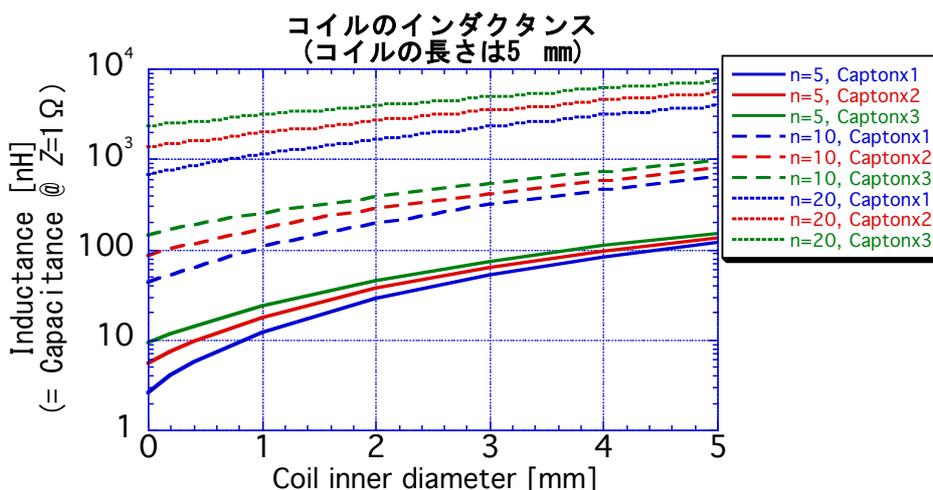


図 4.4-4) コイルの内径、巻数とインダクタンスの関係

図 4.4-4 から、コイルの巻数を $n = 20$ とするとインダクタンスは 1 μH を越えてしまい、インピーダンスを 1 Ω とするために必要な電源の静電容量も 1 μF を大きく越えてしまう。コイルの巻数を 10 程度に抑えれば、必要な静電容量は 1 μF 以下とする事ができる。故にコイルの巻数は 10 程度が適当と言える。コイルの内径は、軟 X 線レーザーの発生に必要な最小限な 4 mm とした。以上から、コイルの形状を内径 4 mm, コイルの長さ 5 mm, 巻数 $n = 10$ とした。この場合、絶縁被膜が 2 重のコイルのインダクタンスは 584 nH となる。充電電圧を最大 20kV とし、磁場強度 20 T を得るために必要な電源容量を求めると、0.3 μF となる (この時のインピーダンスは 1.4 Ω)。

4.4.3. パルスパワー電磁石の製作と動作試験

(1) コンデンサの選定

前節で磁場強度 20 T の発生に必要なコイルと電源のパラメータを以下のように定めた。

コイル : 内径 4 mm、長さ 5 mm、巻数 $n = 10$

電源容量 : 0.3 μF

充電電圧 : 20 kV

本装置では、負荷の実抵抗値が微小なコイルであるため、電源からコイルに流れた電流は、そのまま電源に戻り極性が反転した状態で再度充電 → 放電を繰り返す。つまり電流波形は振動しながら穏やかに減衰することになる。一般に高電圧、大容量のコンデンサとしてはオイルコンデンサ (Maxwell Capacita 社 : 31160, 50kV, 0.2 μF 等) が挙げられるが、特定の極性があり、逆バイアスを掛けると寿命が著しく縮んでしまう為、本装置には不適切である。そこで、本研究では、逆バイアスに強い (極性が無い) セラミックコンデンサ (図 4.4-5: 村田製作所製 DHS4E4F272KT2B, 2.7 nF, Max 30 kV) を使用した。セラミックコンデンサは、逆バイアスに強い事に加えて、高電圧特性、周波数応答に優れているため、本研究の電源として最適である。コンデンサバンクは、インダクタンス ($\propto a d/w$) を最小限に抑える為、図 4.4-6 に示したように 120 個 (静電容量の合計: 0.324 μF) のコンデンサを平板電極で挟み込み、並列に配置した。

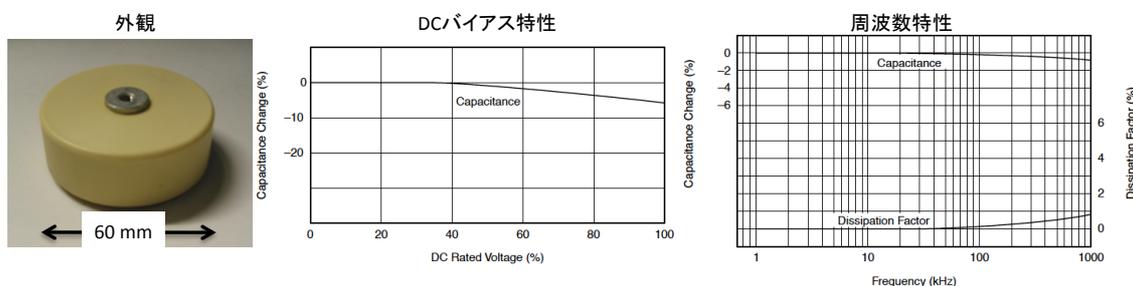


図 4.4-5) 村田製作所製 DHS4E4F272KT2B の外観、電圧及び周波数特性

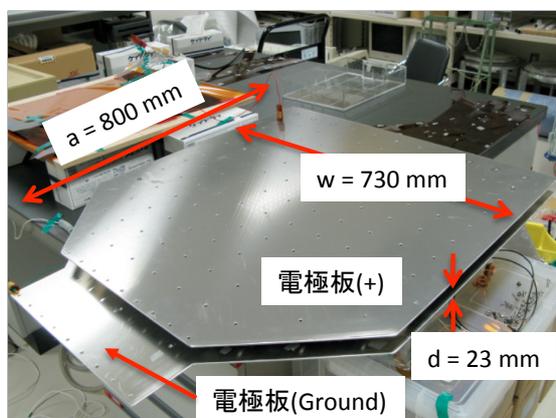


図 4.4-6) コンデンサバンクの外観

(2) スイッチング素子 (LTSG: Laser Triggered Spark Gap)

大気を絶縁媒質とした場合、絶縁耐力は約 3 kV /mm であり、耐圧 20 kV のギャップスイッチでは 7 mm 以上の間隔が必要となる。確実な絶縁を行う為に、間隔を 10 mm として LTSG の製作を行った。図 4.4-7 に LTSG の側面から見た概略図(a)、正面からの写真(b)を示す。2 つの出力端は、マイクロストリップラインに接続する為に絶縁材 (ポリイミド膜、デュポン社製: カプトン 125 μm 厚 x 2) を挟んで近接して配置している。トリガーレーザーはギャップ電極の微小な穴を通してギャップ電極間の中央付近に集光し(照射強度 $> 10^{12}$ W/cm²) 空気の絶縁破壊を発生させる事で電子を生成し、通電を開始させる。トリガーレーザーには波長 532 nm の Nd:YAG レーザー (パルス幅 7 ns) を使用した。

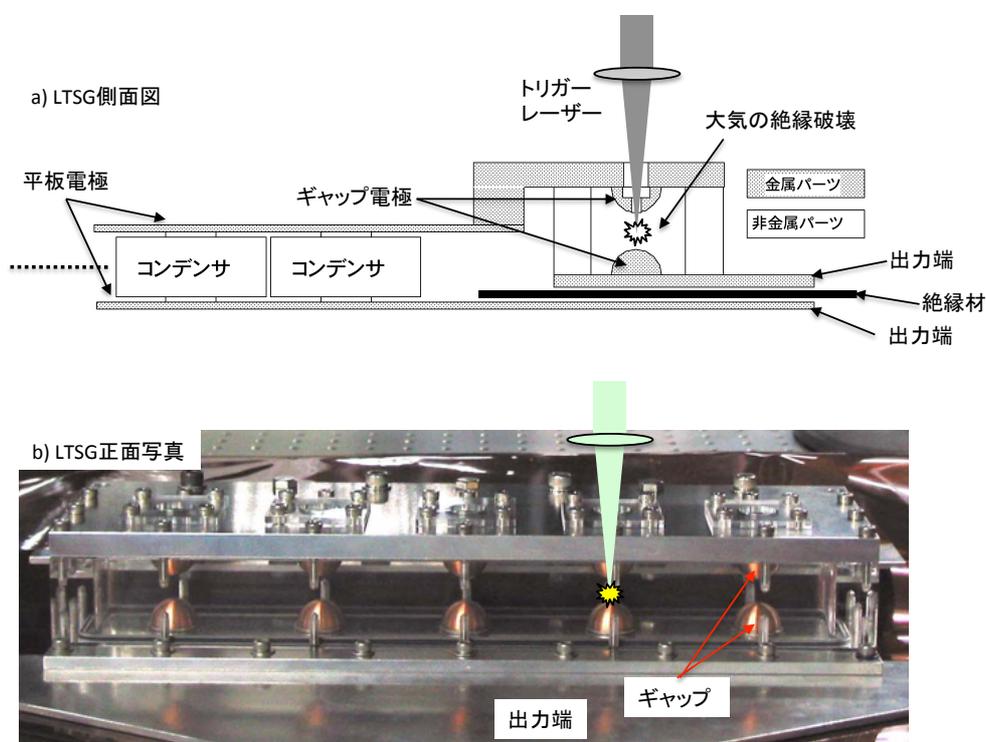


図 4.4-7) LTSG の側面図(a)、正面からの外観(b)

(3) 充電回路と充電時間

軟X線レーザーのショットレートは、励起レーザー及び軟X線レーザーの発生方法の改良により増大しつつあり、2014年現在では我々の研究室においても 0.1 Hz の CPA ガラスレーザーによる軟X線レーザーが実用化されている[21]。パルス電磁石装置の一つの特徴は、比較的小型の装置で数十テスラの磁場強度を発生可能な事であり、適切な充電回路を組む事により、速やかな充電が可能である。図 4.4-8 に示したような充電回路に定電圧 E を掛けた場合、抵抗器の抵抗値 R 、コンデンサの静電容量及び電荷を C 、 q 、電流値 i 、電荷量の時間変化を (dq/dt) とすると、以下の式が成立する。

$$R i + q / C = E$$

$$R (dq/dt) + q / C = E$$

電荷が $t = 0$ の時に 0 であるとする、コンデンサに掛かる電圧 $q / C (= E_c)$ は、以下のように表される。

$$q = CE \left(1 - e^{-\frac{t}{CR}} \right)$$

$$E_c = E \left(1 - e^{-\frac{t}{CR}} \right), \quad i = \frac{E}{R} \left(1 - e^{-\frac{t}{CR}} \right)$$

この場合、時間変化の時定数は CR で表される。仮に $3 \text{ k}\Omega$ の抵抗器を用いた場合、時定数は、 $0.3 \text{ }\mu\text{F} \times 3 \text{ k}\Omega = 0.9 \text{ ms}$ となり充電は速やかに完了する。ただし、市販の高圧直流電源を充電用の電圧源として用いた場合、小型の汎用装置では電流値が数 mA 程度に制限される。例えば今回用いた高圧直流電源 GAMMA 社: PR50-3P/200/DDPM では、最大電圧 50 kV に対して最大電流が 3 mA に制限されている。図 4.4-8 に $3 \text{ k}\Omega$ の抵抗を用いた充電回路において電圧波形を制御する事で $0.3 \text{ }\mu\text{F}$ のコンデンサに掛かる電流値を制御した一例を示す。時定数が小さい為、供給電圧とコンデンサに掛かる電圧は常にほぼ等しい。充電開始から終了までの時間を 5 秒とした場合、電流の最大値は 1.9 mA となる。故に最短の充電時間は $5 \times 1.9 / 3 \sim 3$ 秒程度となる。充電用電源を最適化する事により、充電時間は更に短くする事が可能である。

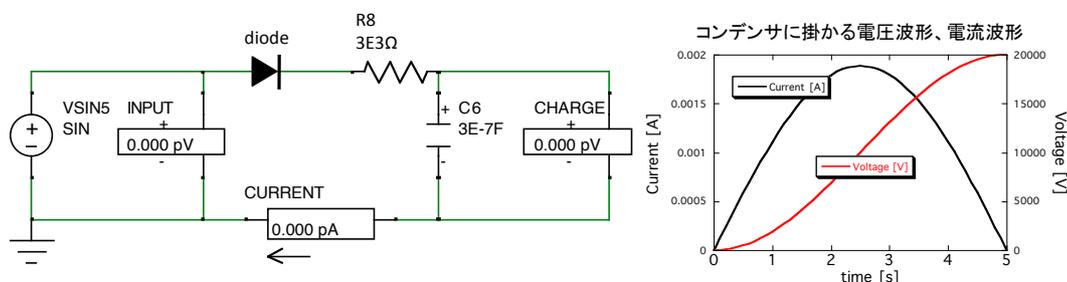


図 4.4-8) コンデンサ充電時の電圧、電流波形

製作に使用した主な高電圧用部品は以下の通りである。

抵抗器：東海高熱工業製 ER30AS (1.5 kΩ、耐圧 35 kV、30 W) を 2 個直列で使用。

整流用ダイオード：オリジン電器製 MD36SH05K (耐圧 36 kV、50 mA)

緊急時の放電について

トリガーレーザーの不調等の緊急時の安全対策のため、強制的な放電用回路として $100 \text{ k}\Omega$ 抵抗 (東海高熱工業製:ER40ASH, 耐圧 100kV, 20W) を内装した放電棒を使用する。充電電圧 25 kV の場合でも図 4.4-9 に示した通り、0.1 秒程度で安全に放電を行う事が可能である。

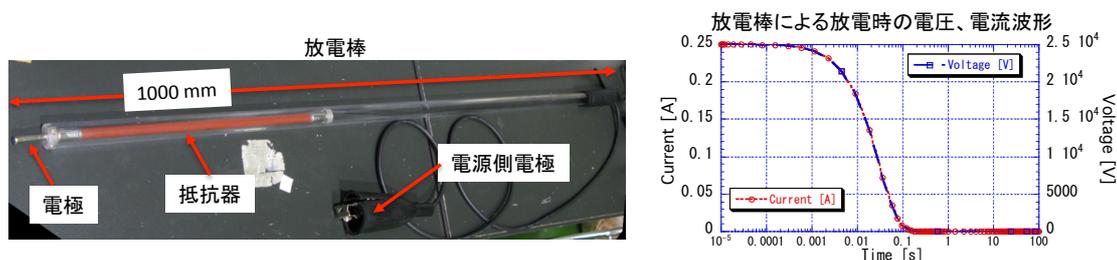


図 4.4-9) 放電棒による放電時の電圧、電流波形

(4) コイル、伝送ライン及びフィードスルーの製作

本装置では 20 kV の電圧を使用する為に、各部品における絶縁が重要となる。特にコイル及び伝送ラインでは、加工性及び適度な柔軟性も必要となる。これを満たす為に、本研究ではポリイミド薄膜（デュポン社製：カプトン）を絶縁材として使用した。特に柔軟性の求められるコイルの製作には厚さ 25 μm (型番:100H/V, 耐圧 9.4 kV) の物を使用し、伝送ラインには 50 μm 厚(200H/V, 耐圧 18.1 kV)、その他の部位には 125 μm 厚(500H/V, 耐圧 25.9 kV)を使用した。以下に、それぞれの部品の製作について記載する。

伝送ライン、フィードスルーの作成

伝送ラインは、50 mm 幅、厚さ 100 μm の Cu の薄板を厚さ 50 μm のカプトンで袋状に包み込む事で絶縁を確保する（図 4.4-10(a) ~ (c)）。カプトンの幅は VF80 フランジに対応可能な幅 75 mm とした。厚さ 50 μm のカプトンの耐電圧性能は約 18 kV であるが、(+) 電極、Ground 電極をそれぞれ絶縁する事で、リーク電流の最短経路におけるカプトンは最低でも二重となり、十分な耐電圧性能が期待できる。図 4.4-10(d) に伝送ラインの耐電圧試験の配置を示す。+極、ground 極の 2 枚の絶縁加工済みの Cu 板を重ね、+極側に最大 30 kV までの D.C. 電圧を印加し、リーク電流の値を観測した。(a) の配置では 23 kV において 0.53 mA のリーク電流が観測されたが、(b) 及び (c) では 1 分間以上の 30 kV 負荷に対してリーク電流が 0.01 mA 以下（計測限界以下）である事が確認された。試験後に (a) の配置を分解したところ、Cu 板に挟まれているカプトンの一部にピンホール状の破損が確認されており、製造時もしくは伝送ラインの組み立て時に生じた極く僅かなキズ（ピンホール）に電場が集中し、それが成長した事で電流がリークしたと考えられる。また (b)、(c) の配置であっても、カプトンの幅を 55 mm とした場合には、Cu の両端からリーク電流が発生する事が確認されている事から、製作上の微小な欠陥は避けられないと考えられる。このような欠陥が有る場合、絶縁膜を 2 重にしても 2 倍の耐電圧は得られないが、(b) もしくは (c) の配置とし、更にカプトンの幅に余裕を持たせる事で欠陥の影響の低減が可能である事が示された。

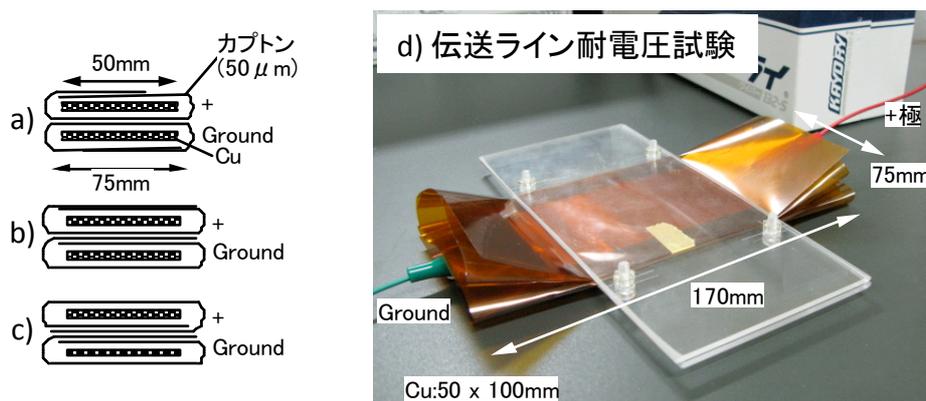


図 4.4-10) 伝送ラインの断面図(a)~(c)、耐電圧試験(d)

伝送ラインの長さは全長で 1000 mm とし、その途中に伝送ラインを真空へ導入するためのフィードスルー(VG80 フランジ付き)を設置した。図 4.4-11 (a), (b)に示したように、Cu 板と絶縁膜との間を 2 液混合型のエポキシ系接着剤 (スイス・チバガイギー社製: アラルダイトスタンダード) で完全に満たし、更にアクリルの保持材と共に VG80 のフランジにアラルダイトを用いて接着することにより真空を保持する(図 4.4-11 (c))。これにより、20 kV の耐電圧と 10^{-2} Pa 以下の真空への対応を両立した伝送ラインの製作に成功した。

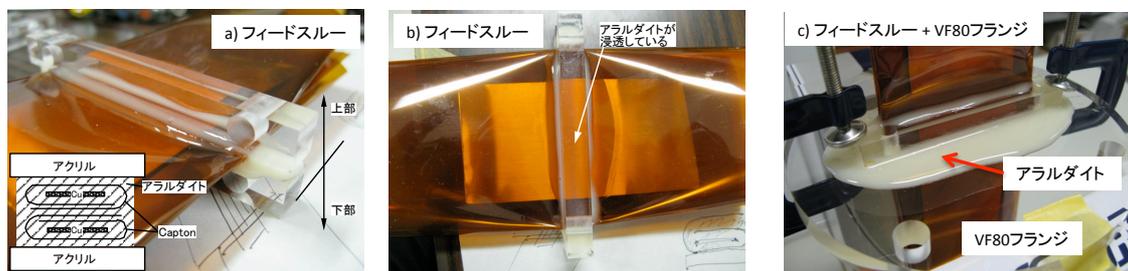


図 4.4-11) 伝送ラインのフィードスルー

コイルの作成

図 4.4-12 にコイルの断面図とコイルの写真を示す。コイルの材質としては幅 5 mm、厚さ 100 μm Cu 板を使用する。加工性を考慮して、絶縁は 25 μm のカプトン(絶縁耐力 9.4 kV)で袋状に包む事で行った。絶縁を施した Cu の板を棒に巻き付けた後に側面をアラルダイトで固定する事でコイルを形成する。絶縁耐力試験の結果、カプトン 1 重の場合では耐電圧が 10 kV 以下である事が判明した為、2 重もしくは 3 重とした (図 4.4-12(b)は 3 重)。コイルの絶縁を多重とした場合、絶縁耐力は向上するが、最外殻の直径が 7.5 mm(1 重)、9.0 mm(2 重)、10.5 mm(3 重)と大きくなりインダクタンスが上昇、結果として得られる磁場強度が減少するため、絶縁の強化は最小に留める事が望ましい。

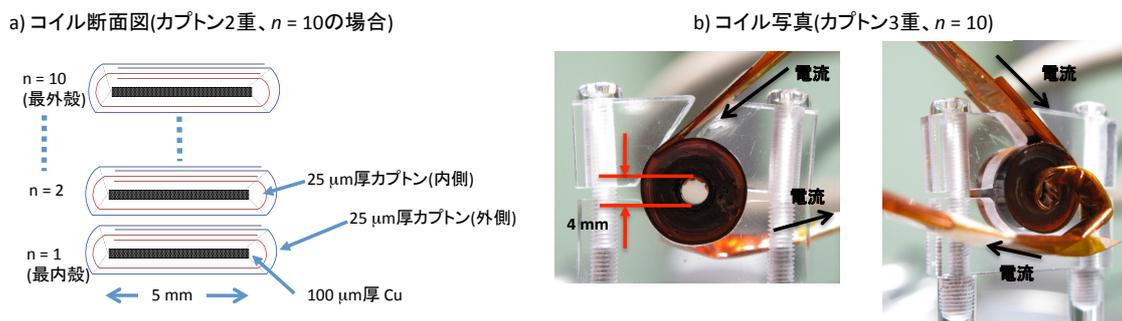


図 4.4-12) (a) コイルの断面図。(b) コイルの外観。

(5) パルスパワー電磁石装置の動作試験

図 4.4-13 に LTSG のトリガーレーザー、集光光学系、伝送ライン(TL)を含めた装置の写真を示した。トリガーレーザーには波長 532 nm、エネルギー100 mJ、パルス幅 7 ns、ビーム径 15 mm の Nd:YAG レーザーを使用した。トリガーレーザーはビームスプリッターを用いて 2 分割された後に f100mm のレンズでギャップ電極間に集光される。集光位置でのトリガーレーザーの強度は約 10^{12} W/cm² であり、大気の絶縁破壊が可能な強度である。パラメータの異なる様々なコイルを出力端位置、もしくは伝送ラインの先端に接続した状態において、出力端位置での電圧波形の計測を行った。

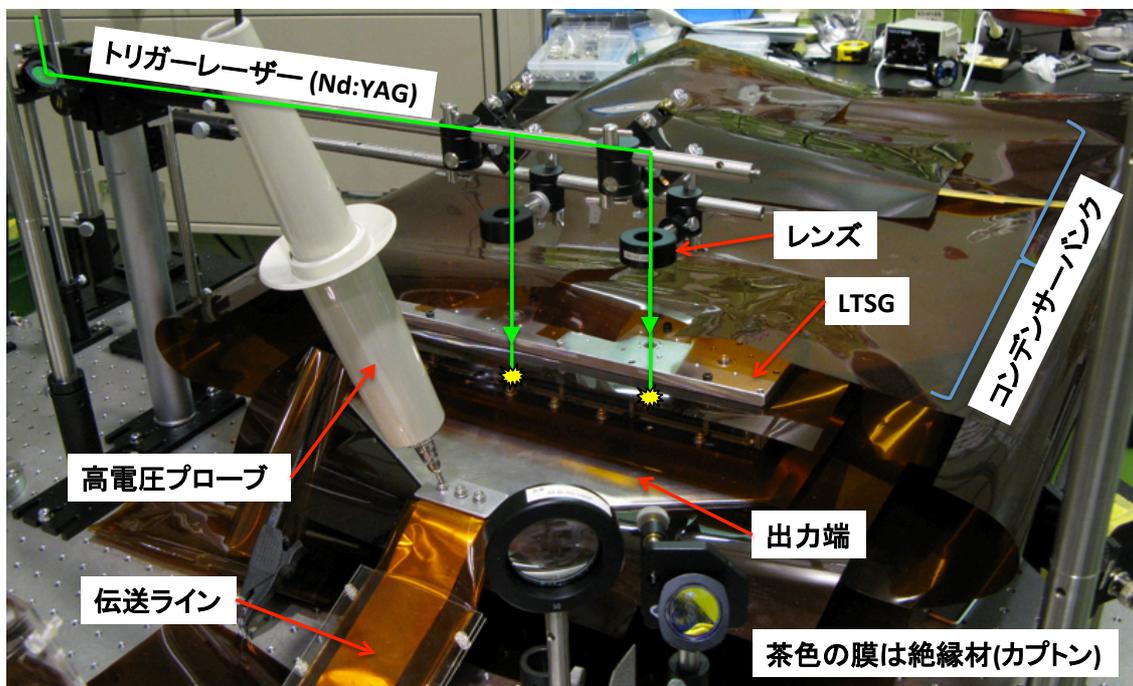


図 4.4-13) パルスパワーマグネット装置

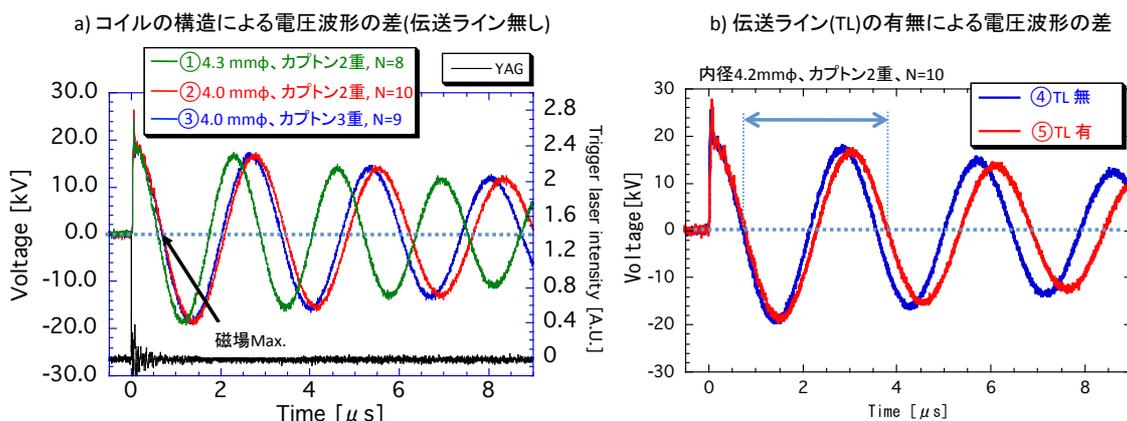


図 4.4-14) LTSG の出力端での電圧波形の計測結果。

| No | 内径[mm] | 絶縁 | 巻数 | TL | L[nH](計算) | 周波数(計算)[Hz] | 電圧0の時刻[ns] | 周波数(実測)[Hz] | 実測から求めたL[nH] | 実測/計算 |
|----|--------|----|----|----|-----------|-------------|------------|-------------|--------------|-------|
| ① | 4.3 | 2重 | 8 | 無 | 362 | 4.58E+05 | 592 | 4.39E+05 | 406 | 1.12 |
| ② | 4.0 | 2重 | 10 | 無 | 584 | 3.60E+05 | 696 | 3.63E+05 | 593 | 1.02 |
| ③ | 4.0 | 3重 | 9 | 無 | 537 | 3.76E+05 | 685 | 3.78E+05 | 549 | 1.02 |
| ④ | 4.2 | 2重 | 10 | 無 | 620 | 3.50E+05 | 727 | 3.52E+05 | 630 | 1.02 |
| ⑤ | 4.2 | 2重 | 10 | 有 | 620 | 3.50E+05 | 780 | 3.30E+05 | 718 | 1.16 |

表 4.4-1) LTSG の出力端での電圧波形の計測結果。

図 4.4-14(a)にフォトダイオード(Electro Optics Technology 社製:ET-2030)により得られたトリガーレーザー(YAG)の時間波形、高電圧プローブ(テクトロニクス製:P6015A)により得られた電圧波形を示す。トリガーレーザーの入射時刻を $t = 0$ として、充電電圧 20 kV が振動しながら徐々に減衰している事から各部の絶縁に問題が無い事が分かる(絶縁破壊が起きた場合、電圧波形が不連続に変化する)。電流の位相は電圧と 90 度ズレているため、電圧が 0 になる時刻において電流値が最大となる。特に初めに電圧が 0 となる時刻で最大の電流値、すなわち最大の磁場強度が得られる。更に、コイルの構造(内径、絶縁材の厚さ、巻数)が、電圧の絶対値には影響を及ぼさない反面、周波数に大きく影響する事が示されている。共鳴状態にある LC 回路では角周波数 ω 、コイルのインダクタンス L 、コンデンサの静電容量 C 、コイルのインピーダンス Z は、以下の関係で表せることから、コンデンサの静電容量 ($2.7 \text{ nF} \times 120 = 324 \text{ nF}$) と周波数の実測値からインピーダンスとインダクタンスを求める事が可能である。

$$\omega = 1/(LC)^{0.5}$$

$$L = 1/(\omega^2 C)$$

$$Z_L = \omega L = (L/C)^{0.5} = (\omega C)^{-1}[\Omega]$$

表 4.4-1 にコイルの構造及びコイルのインダクタンスの計算値、実測から得られた電圧波形の周波数及びインダクタンスの値をまとめた。コイルのインダクタンスについては、①~④のうち、①の $n = 8$ の場合を除いて、計算値と実測値で良い一致が得られており、本装置で正常な動作が

行われている事を示している。図 4.4-14(b)は同一のコイルを用いて伝送ライン(TL)の有無による変化を観測した結果である。伝送ラインを接続した事により、角周波数に6%、電圧の絶対値で5~10%の低下が観測された(表 4.4-1 の⑤)。また電圧の減衰が若干早く、伝送ラインにより無視できないロスが生じている事が確認された。角周波数、電圧の変化から見積もられる TL の伝送効率は、 $94 \% \times (90 \sim 95 \%) = 85 \sim 89 \%$ となる。

コイルの絶縁耐力については、絶縁材がカプトン2重の場合には絶縁耐力が22 kVである事が本試験において確認されている(20 kV では破損せず、22 kV では破損する事がある)。更に3重とした場合、絶縁耐力は向上するが、24 kV で Cu の溶断によるコイルの破損が確認された。 $n = 10$ 、内径 4mm φ のコイルにおいてカプトンを2重→3重にした場合、コイルのインダクタンスは25%程度増加(584 nH → 726 nH)する事が予想される為、絶縁の強化による電圧の向上は5 kV(= 20 kV x 25 %)以上でなければ効果的ではない。従って、コイルの絶縁はカプトン2重が現状では最も効率的である。

4.4.4. パルス磁場の計測

ファラデー効果による偏光の回転を利用して、コイル内部の磁場強度の直接計測を行った。

(1) 計測原理

図 4.4-15(a)に示したファラデー配置の場合、直線偏光した光は、磁場中の媒質を通過する事で、偏光方向が θ の旋光を受ける。旋光度は、磁場強度 H [A/m]、媒質の長さ L [m]として、以下の式で表される。

$$\theta [\text{min.}] = V [\text{min./A}] \times H [\text{A/m}] \times L [\text{m}]$$

V : Verdet 定数。波長の2乗にほぼ反比例する物質固有の定数。

熔融石英の場合、 $V = 2.175 \times 10^{-2} @ \lambda = 546.1 \text{ nm}$ [22]

旋光の向きは磁場の進行方向に対して右ネジ方向が正。

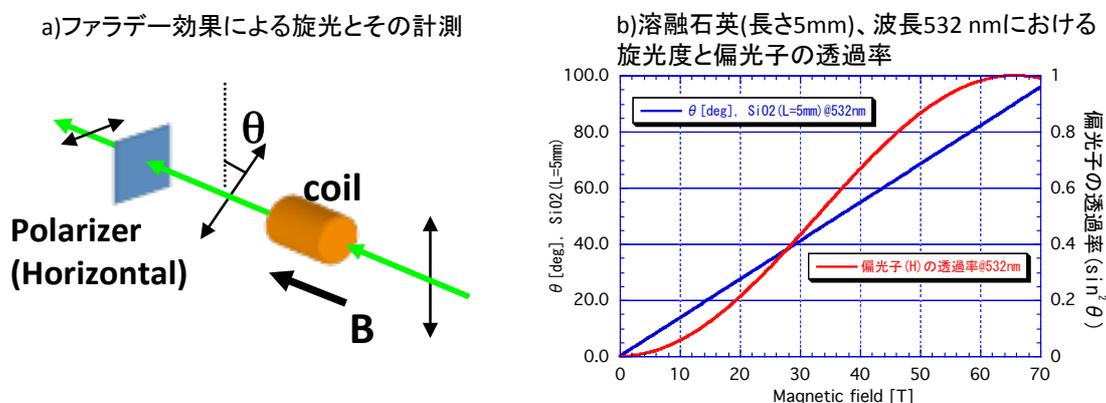


図 4.4-15) ファラデー配置における直線偏光光の旋光と偏光子通過後の光強度

直線偏光した光を入射した場合、磁場の方向に対して右に回転する(光の進行方向には無関係)。旋光した光の水平成分のみを透過させる偏光子を透過させると、透過率は $\sin^2\theta$ となる。図 4.4-15(b)は、波長 532 nm の光が、熔融石英(長さ 5 mm)を通過した場合の旋光度 θ と偏光子の透過率を示している。磁場強度 20 T の場合、28 deg 旋光し、透過率は 21 % である。本方式では、パルスレーザーを用いる事で時間分解計測が可能であり、更にレーザー光を空間分解計測する事により、磁場の空間分布を計測する事も可能である。本計測で用いた熔融石英は数十テスラの磁場強度の計測に適しているが、他の材質を用いる事で計測範囲を変更する事が可能である。例えば、フリントガラス(鉛入り)は石英と比較してヴェルデ定数が数倍以上高く、低い磁場強度にも対応できる。

(2) 磁場の時間空間分解計測実験配置

光学配置及び、計測結果の一例を図 4.4-16 に示す。

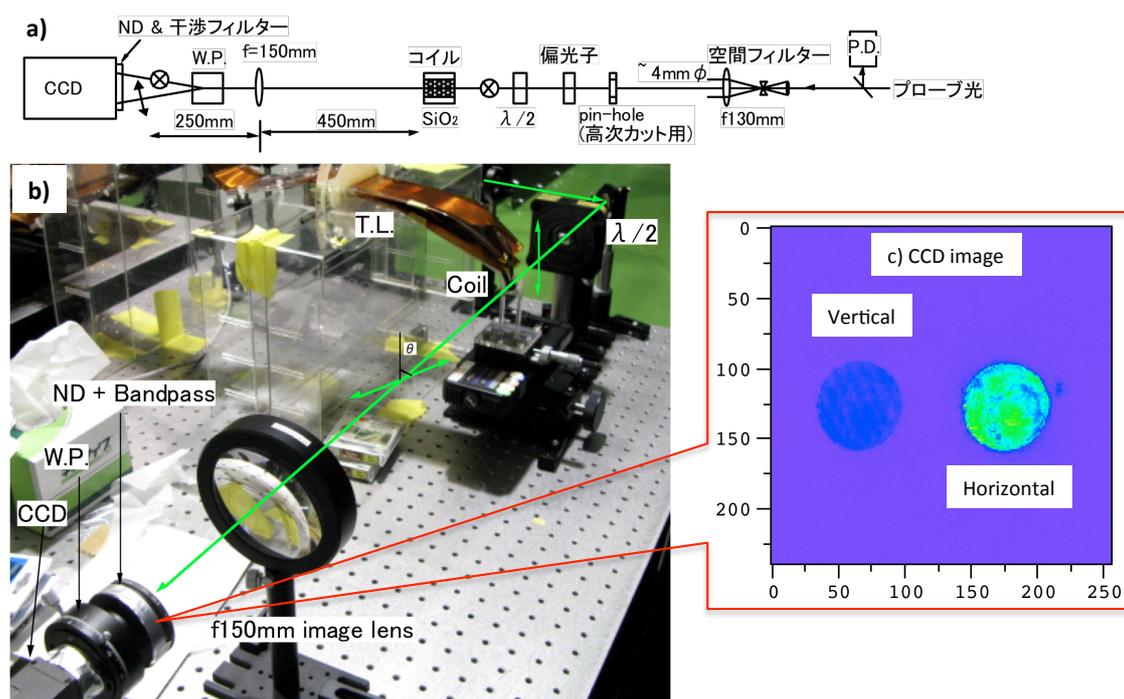


図 4.4-16) 磁場の時間空間分解計測実験の配置

磁場の発生用のコイルには、内径 4 mm ϕ 、長さ 5 mm の物を用いた。このコイル内に直径 3 mm ϕ 、長さ 5 mm の熔融石英ロッドを設置することで磁場の計測範囲を設定した。プローブ光源には、直径 4 mm ϕ の Nd:YAG レーザー(パルス幅 7 ns)を使用した。熔融石英ロッド全体を照射する事で、コイルの動径方向の磁場の空間分布を 7 ns の時間分解能で計測する事が可能である。プローブ光の照射タイミングは、Photo diode(P.D.)で計測する事で調整を行った(図 4.4-17

を参照)。Nd:YAG レーザーは、空間フィルター及び偏光子により、空間モードと偏光を整えた後にコイルに入射される。 $\lambda/2$ 板は、入射光の偏光方向を調整する為に用いた。紙面垂直方向に偏光した光は、コイルを通過する事で旋光し、紙面と水平方向の成分が生じる。旋光した光は Wollaston Prism (W.P.) を通過した後に、CCD カメラで観測される (図 4.4-16(c))。Wollaston Prism は、入射した光を直行した 2 つの偏光成分に分離するプリズムであり、特に図 4.4-16(a) の様に直交した 2 つの偏光成分を同じ角度 (今回用いたプリズムの分離角は 2 度) で分離する場合に用いる。コイルと CCD カメラの間に縮小光学系像を配置する事により、コイル終端位置の像を CCD カメラ上に転送し、2 つの偏光成分を同時計測した。CCD カメラ直前には光量調整用の ND フィルターと波長 532 nm のみを透過する干渉フィルターを設置し、計測の S/N の向上を図った。

(3) 計測のタイミング

磁場強度が最大となる時刻は、LTSG 出力端における電圧波形の計測から、トリガーレーザーが入射されてから 700 ~ 800 ns 後であることが判明している。従って、トリガーレーザーとプローブ光の間には 700 ns 以上の遅延が必要であるが、これは光学遅延では対応不可能である。故に、プローブ光源には、LTSG のトリガーレーザーとは別の Nd:YAG レーザー (パルス幅 7 ns) を用いた。磁場強度の時間変化 (周波数) は電流値の時間変化と同義であるから、LTSG の電圧波形の周波数と同程度である。電圧波形の計測結果から、磁場が最大となる時間帯におけるその変化は、0.65 kV / 100 ns 程度であり、これは 0.65 kV / 20 kV = 3 % 程度の変化に相当する。故に磁場強度の変化量は 100 ns の時間変化に対して 3 % 程度であり、プローブ光のパルス幅 7 ns は時間分解計測を行うに十分短いパルス幅であると言える。プローブ光は、図 4.4-17 の様に LTSG の電圧波形が 0 になる時刻にコイルに入射される様にタイミングを調整した。

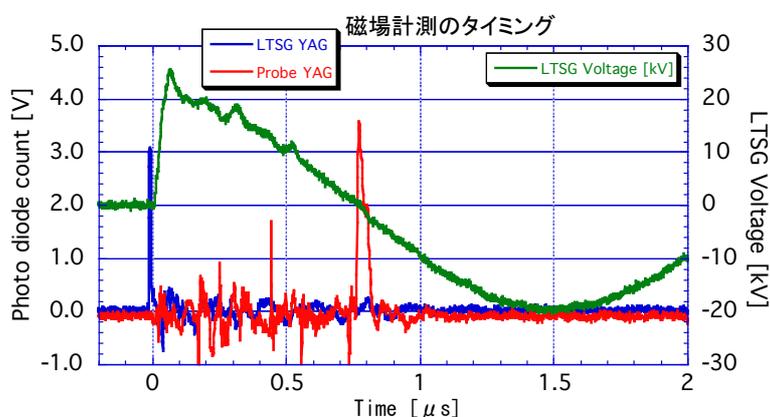


図 4.4-17) 磁場計測のタイミング

(4) 磁場強度の計測結果

図 4.4-18 に、 $n = 10$ 、内径 4 mm ϕ 、長さ 5 mm、カプトン 2 重のコイル、充電電圧 20 kV、計測のタイミングを $t = 790$ ns (図 4.4-17 を参照) とした場合の磁場強度の空間分解計測の結果を示す。磁場の強度分布には不規則な変動が見られるが、これは、プローブ光のパターンの強弱と連動している事から、透過率を算出する際の重ね合わせの精度 (解析精度) が不十分であったと考えられる。磁場強度を横軸 5 mm ~ 25 mm の範囲で統計をとると、平均値 17.1 T、RMS (root mean square) 1.0 T が得られた。当初予定していた目標値 20 T よりも若干低く、これは主に伝送ラインでのロスであると考えられる。また、磁場強度は充電電圧に対してほぼ線形に上昇する事が確認されており、本コイルでは (磁場強度 [T]) = (充電電圧 [kV]) \times 0.86 の関係が得られている。

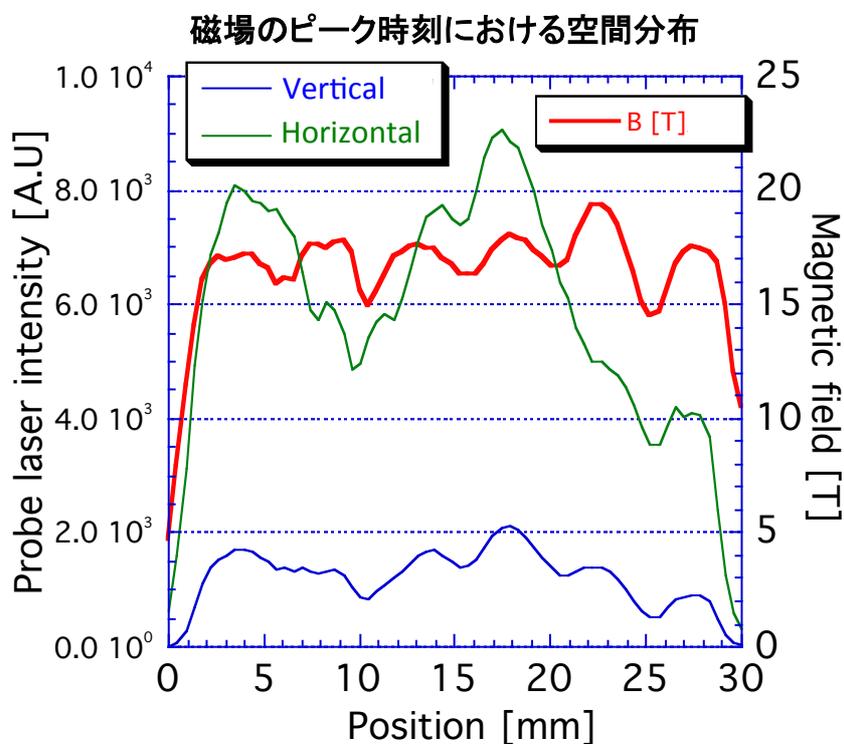


図 4.4-18) 磁場強度の時間空間分解計測の結果

(5) 計測された磁場強度が弱い原因

磁場強度が低下する要因としては、第一にコイルの絶縁を強化もしくは製作上の不具合 (巻きが甘い等) によるインダクタンスの上昇が考えられる。絶縁をカプトン 2 重 \rightarrow 3 重として同様の計測を行った結果、磁場強度の平均値は 14.6 T に減少した。表 4.4-2 に、絶縁の強化による外径の増大と磁場強度の理論値 (伝送ラインは無し)、及び計測値 (伝送ライン有り) の関係をまとめた。

| カプトン 絶縁層 | 内半径 a1[mm] | 外半径 a2[mm] | 平均半径 a[mm] | インダクタンス Lc [nH] | Z [Ω] | 周波数 f [Hz] | 電流 I [A] | 磁場 B [T] | 実測の磁場 B [T] |
|-------------|---------------|---------------|---------------|--------------------|-------|---------------|-------------|-------------|----------------|
| 3 | 2 | 5.25 | 3.63 | 725.9 | 1.50 | 3.3E+05 | 1.3E+04 | 19.5 | 14.6 |
| 2 | 2 | 4.50 | 3.25 | 583.5 | 1.34 | 3.7E+05 | 1.5E+04 | 23.1 | 17.1 |
| 1 | 2 | 3.75 | 2.88 | 456.6 | 1.19 | 4.1E+05 | 1.8E+04 | 29.3 | - |

表 4.4-2) $n = 10$ 、内径 4 mmφ、長さ 5 mm のコイルにおける絶縁膜の層数と、磁場強度の計算値と実測値の比較。静電容量は 324 nF、充電電圧は 20 kV とした。

設計上はカプトン 2 重による絶縁の場合、計算上得られる磁場強度は 23 T であるが、実測値は計算値の 75%程度でしかない。そこで、LTSG の動作試験時に無視できない損失が観測された伝送ラインを除いて計測を行った。図 4.4-19 に、充電電圧 15 kV、20 kV の場合にそれぞれコイルの巻数を 6, 10, 15, 18 とした場合の磁場強度の平均値を示した。全ての計測において、計測のタイミングは、今までと同様に LTSG 電圧波形が初めに 0 になる時刻とした。

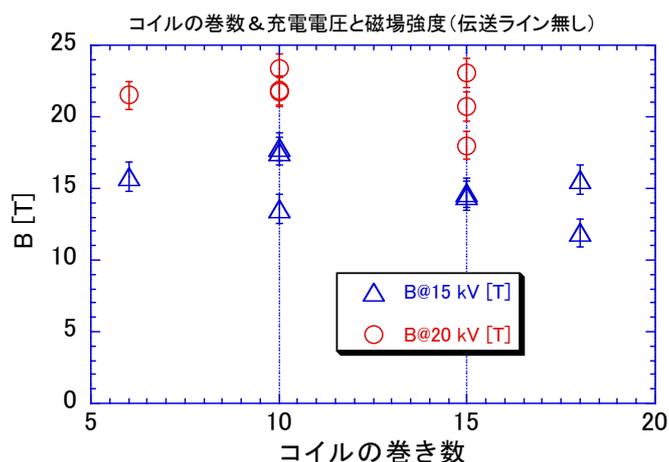


図 4.4-19) コイルの巻数（絶縁層は 2 層）と磁場強度の計測値

伝送ライン有りの場合と比較して、明らかに磁場強度が増大しており、 $n = 10$ 、電圧 20 kV ではほぼ表の計算値と同等の値が得られている。また、コイルの巻数に関しては $n = 10$ に強度のピークらしきものが見られるが、全体として大きな差は見られなかった。以上の計測結果から、想定した磁場強度が得られなかった要因は、コイルと伝送ラインのインピーダンスマッチングの不備による伝送ロスであると言える。また、表 4.4-2 に示した様に、絶縁膜は単層とする事が望ましい（カタログスペック上は問題ない）が、絶縁膜には製造過程もしくはコイルへの加工過程において生じたと思われる微小な欠陥があり、単層では規定の絶縁性能を満たせないことが絶縁耐力試験において判明している。改善策としては、コイルの製作を行う際に、現状の半分の膜厚のカプトンを 2 重とすることで、現在の 1 重相当の寸法に収める事が挙げられる（膜を重ね合わせる事でお互いの欠陥をカバーする）。

本節のまとめ

外部磁場によるゼーマン効果を利用した軟X線レーザーの円偏光抽出を行う為のパルスマグネットシステムの開発を行った。軟X線レーザー媒質が微小である事に着目し、磁場発生コイルを内径 4 mm ϕ 、長さ 5 mm に小型化した結果、小型で容量の小さな電源によるシステムを構築する事が可能となった。また、製作した電磁石により磁場強度 17 T が得られた。これは目標とした磁場強度 20 T よりも若干低いが、プラズマ中の磁場圧縮効果を利用したゼーマン効果による軟X線レーザーの円偏光化の実証実験を行うには十分であると言える。

4.4.5. 付録 1 : 磁場計測における同期信号について

本研究で用いた Q スイッチ Nd:YAG レーザーはレーザー結晶を励起するためのフラッシュランプとレーザーの発振を開始させる Q スイッチに対してそれぞれ外部信号による駆動が可能である。磁場強度の計測では LTSG のトリガーレーザー、プローブレーザー共にシングルショット動作が必要であるが、Nd:YAG レーザーを安定動作させる為には、フラッシュランプは常に 10 Hz で駆動する必要があるため、本計測では、Q スイッチのみをシングルショットで駆動する方式とした。2 台の DG535 (スタンフォード社製ディレイジェネレーター) と AND ゲートを用いた、トリガー用、プローブ用の 2 台の Nd:YAG レーザーの同期システムの概要を図 4.4-20 に示す。トリガーレーザーが発生するタイミングを $t = 0$ とした。この場合、プローブレーザーの発生時刻は $t = 700 \sim 800$ ns となれば良い。フラッシュランプの信号 (10 Hz) は、DG535_1 により生成した。フラッシュランプは発光のピークに達するまでに有限の時間がかかる為、その信号は、Q スイッチよりも数百 μ s 早く入力される必要が有る (レーザーの個体によりその値は異なる)。フラッシュランプ信号の一部をシングルショット信号と AND を掛ける事でシングルショットの Q スイッチ信号を生成した。これを DG535_2 に入力する事で、2 つの Q スイッチ信号に任意のディレイを掛ける事が可能となる。

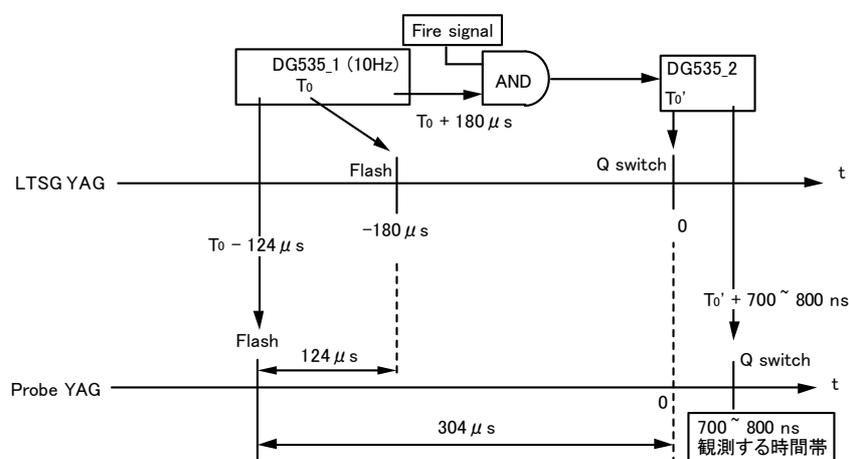


図 4.4-20) 2 台の Nd:YAG レーザーの同期信号のタイミングチャート

4.4.6. 付録 2: 計測の時間精度について

今回行った磁場計測のようなナノ秒の時間精度の計測では、光学配置及び計測器への配線による信号遅れ等を考慮する必要がある。本節では、光路長、計測器の配線等を含めた同期精度の考察を行う。図 4.4-21 に光路長（緑線）、信号線の長さ（黒線）を記載した実験配置を示す。

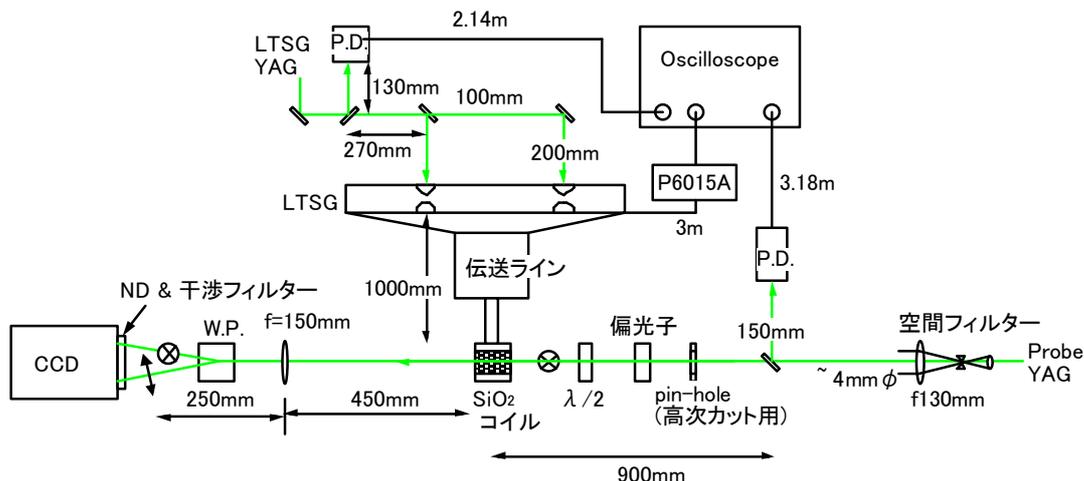


図 4.4-21) 磁場計測実験における光路長及び計測器の信号線長

コイルにプローブ用 YAG が到達した時刻からどのくらい後にそれぞれの信号がオシロスコープに受かるかを考える。光は 300 mm/1 ns、電気信号は 1 m/5 ns と計算した。

プローブ用 YAG

$$-900 \text{ mm}(3\text{ns}) + 150 \text{ mm}(0.5\text{ns}) + 3.18 \text{ m}(15.9\text{ns}) = 13.4 \text{ ns}$$

LTSG トリガー用 YAG

$$-1 \text{ m}(5\text{ns}) - 200 \text{ mm}(0.67\text{ns}) - 270 \text{ mm}(0.9 \text{ ns}) + 130 \text{ mm}(0.43 \text{ ns}) + 2.14 \text{ m}(10.7\text{ns}) = 4.56\text{ns}$$

LTSG 電圧信号:P6015A (高電圧プローブ)

$$-1.0 \text{ m}(5 \text{ ns}) - 3.0 \text{ m}(15 \text{ ns}) = 10\text{ns}$$

プローブ YAG と磁場生成用の電流がコイルに同時に到達する条件では、オシロスコープ上では図 4.4-22 の様に表示される。つまり、オシロスコープ上で LTSG の電圧波形(P6015A)が 0 になる時刻にプローブ YAG を合わせた場合、真の電圧 0 時刻よりも $8.83 - 5.44 = 3.39 \text{ ns}$ ズれる事になる。ただし磁場強度の変化は 100 ns に対して 3%程度なので、計測上殆ど問題にはならない。

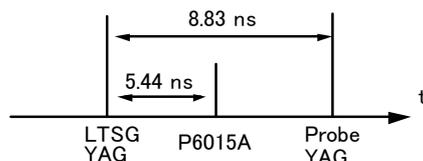


図 4.4-22) 電流とプローブ光が同時にコイルに到達する場合のオシロスコープ上での表示

4.4.7. 付録3：コイル内部に導体が設置された場合の磁場強度

軟X線レーザーと電磁石を組み合わせるには、コイル内に金属ターゲット(モリブデン)を挿入する必要がある。本研究で用いるパルス電磁場は交流磁場であるため、導体内部には殆ど浸透しない。電磁場の浸入長(Skin depth)は、透磁率 μ , 角周波数 ω , 導電率 σ_{Mo} ($= 1.75 \times 10^7$ [$/(\Omega \text{ m})$])として、

$$SkinDepth = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma_{Mo}}} \text{ [m]}$$

と表され、周波数が0.37 MHz(表4.4-2より)の場合、約200 μm になり、磁束は殆ど表面で遮られる。遮られた磁束が導体の無い部位を通過するとすれば、その領域における磁束が増大することも考えられる。半円筒のモリブデンと半円筒の熔融石英をコイル内部に挿入し、石英部分の磁場強度を計測する事で、コイル内部に導体を設置した事による影響を観測した(図4.4-23)。

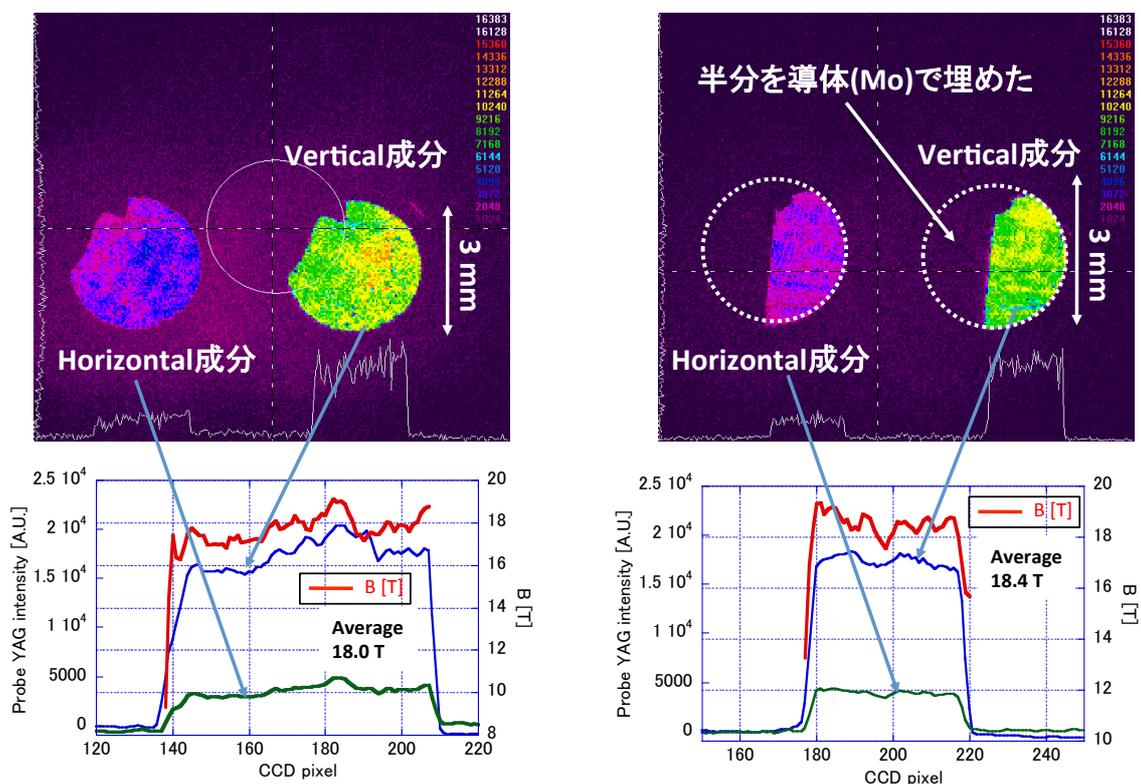


図 4.4-23) 磁場中に導体を挿入した時の磁場強度への影響 (伝送ラインは無し)

ビームパターンの「欠け」は、コイルの電極による影である。半分を導体で埋めた場合の磁場強度の平均は18.4 Tであり、通常の場合の同じ位置の磁場強度の平均値18.0 Tと殆ど変化していない。これは、導体表面で遮られた磁場は渦電流に変換され導体内部で消費されてしまう為と考えられる。従って、コイル中に導体(軟X線レーザー用のターゲット)を挿入した場合でも、外部から与えた磁場強度には特に影響は無いと言える。

4.5. 磁場圧縮効果が無視できる条件下でのゼーマン効果

全角運動量 J が 0 ではない準位では、外部から磁場を加える事で、ゼーマン効果により準位が分裂する。各準位のシフト量 $\Delta\varepsilon$ は全角運動量 J 、ボーア磁子: $\mu_B (= 5.79 \times 10^{-5} [\text{eV/T}])$ 、磁場強度: B [T] を用いて $\Delta\varepsilon = \{J(J+1)\}^{0.5} \mu_B B$ [eV] と表される事が知られているが、これを軟X線領域で確認した例は殆どない。これは、光子のエネルギーの高い軟X線領域では、ゼーマン効果によるスペクトルの分裂量が可視領域の場合と比較して格段に小さく、計測が困難であるためである。そこで、軟X線レーザーによるゼーマン効果の計測に先立ち、磁場の圧縮の影響が無視できるナノ秒レーザー励起プラズマ中でのゼーマン効果の観測を行った。

4.5.1. ナノ秒レーザー励起軟X線源

プラズマ中で磁場の圧縮効果を得るためには、プラズマ中の電子の移動に伴い磁束が移動する「磁束の凍り付き (frozen in)」の条件を満たす必要がある。磁力線の拡散に要する時間 $t_c = \sigma_p \mu L^2$ [s] (σ_p : プラズマの電気伝導度、 μ : 透磁率、 L : プラズマのスケール長) は、電子温度、電子密度に比例して長くなり、例えばニッケル様モリブデン軟X線レーザー媒質では電子密度 10^{20} cm^{-3} 、電子温度 100 eV の場合で約 1 ns である (図 4.3-1 を参照)。従って、パルス幅の長い励起レーザーを用いた場合、磁場の圧縮効果の無いゼーマン効果の観測が可能である。

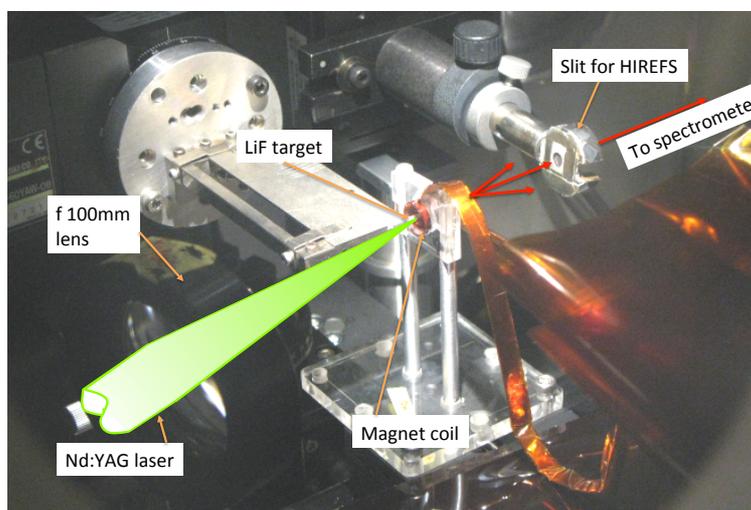


図 4.5-1) Nd:YAG レーザー励起 LiF の分光計測 (磁場コイル有り) 配置

励起レーザーとしてはパルス幅 7 ns の Nd:YAG レーザー (波長 532 nm) を使用した。スペクトルが単純かつニッケル様モリブデン軟X線レーザーの波長 18.9 nm に近い遷移線を有する物質としては原子番号の小さな固体であるリチウム等が挙げられる。リチウムには軟X線領域に磁気副準位 $\Delta m_j \neq 0$ の遷移線が数多く存在し、原理的には軟X線レーザーの場合と同様に外部磁場による円偏光の抽出が可能である。図 4.5-1 に 1 mm x 1 mm x 40 mm のロッド状の LiF をターゲット

4 章. ゼーマン効果を利用した軟X線レーザーの偏光成分の分離

トとした軟X線分光計測の配置を示す。内径 4 mm ϕ の磁場コイル内に設置した棒状のターゲットに照射する為、励起レーザーの入射角は軟X線レーザー発生と同じく 14 度とした。照射レーザーのエネルギーは約 200 mJ、ビーム径 15 mm ϕ 、集光は f 100 mm のレンズで行い、照射強度は約 10^{12} W/cm² である。

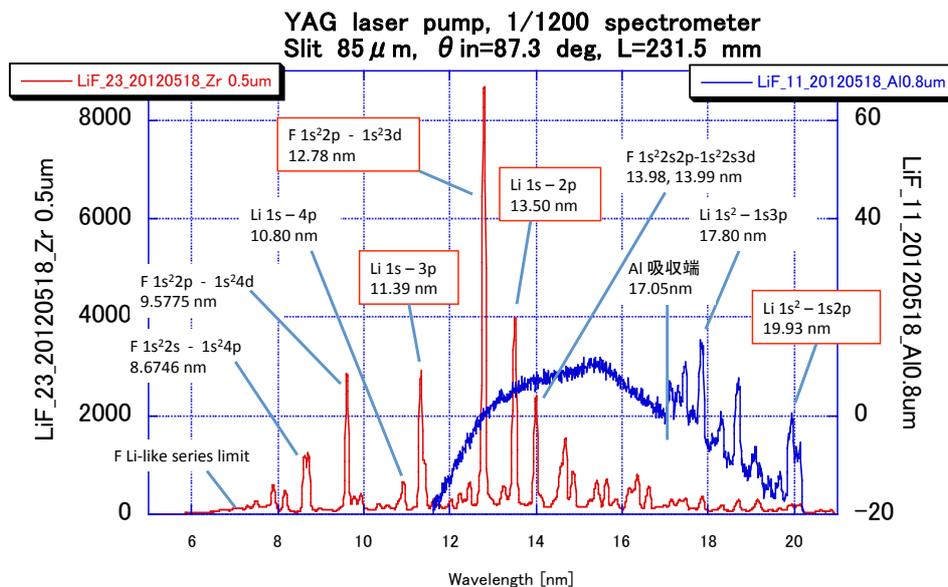


図 4.5-2) 斜入射分光器で計測した Nd:YAG レーザー励起 LiF スペクトル

図 4.5-2 に LiF をターゲットとした場合のスペクトル（シングルショット）の計測結果を示す。計測には 3 章で使用したのと同じ斜入射分光器を使用し、Slit 幅は 85 μ m、受光器には Princeton 製 CCD カメラ PIXIS-XO-2048B (pixel size 13.5 μ m, 2048 x 2048) を使用した。赤線のスペクトルでは可視光遮断用のフィルターに厚さ 0.5 μ m の Zr を使用し、青線では波長 17 nm 以上の範囲を計測する為には厚さ 0.8 μ m の Al を使用している。H-like Li 及び、Li-like F を主として多数のスペクトルが観測されている。

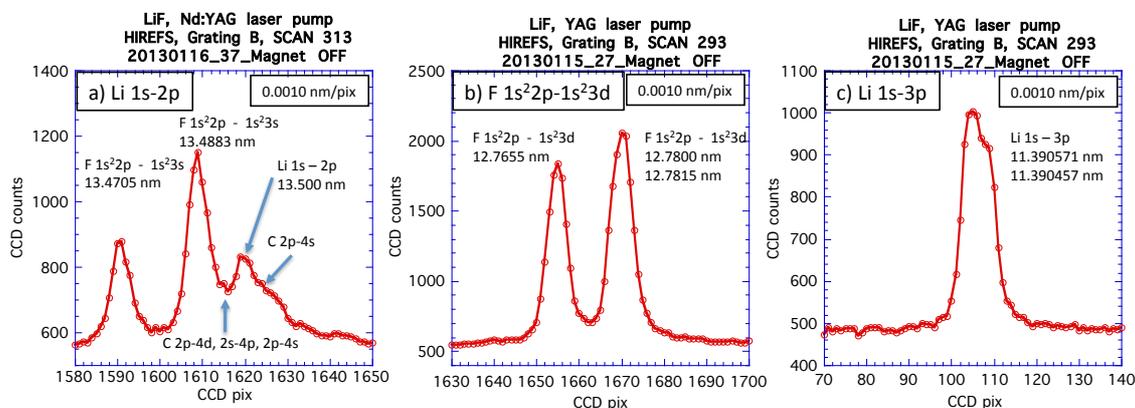


図 4.5-3) HIREFS で計測した Nd:YAG レーザー励起 LiF スペクトル

ゼーマン分離が単純な遷移線としては、Li の $1s^2-1s2p$ ($J=1 \rightarrow 0$) が挙げられるが、本計測では強度が弱く観測が困難であったため、輝度が高く孤立したスペクトルである Li の $1s-2p$ 、 $1s-3p$ 、F の $1s^22p-1s^23d$ の波長を中心として HIREFS を用いた精密計測を行った (図 4.5-3)。各ラインの同定に用いた波長の値は NIST(National Institute Standard and Technology) の Atomic Spectra Database Lines Form [23] を参照した。Li の $1s-2p$ では、斜入射分光器では分離不可能であった F のライン ($1s^22p-1s^23s$) が付近に存在する事に加えて、それらのスペクトルの間に不純物である炭素、酸素の遷移線が多数存在している為、線幅の評価が容易ではない。一方で、F の $1s^22p-1s^23d$ 、Li の $1s-3p$ は周辺に他の発光線が存在せず、線幅の評価が容易である。故に、本節では、Li の $1s-3p$ 、F の $1s^22p-1s^23d$ を対象としてゼーマン効果の観測を行った。

4.5.2. ナノ秒レーザー励起軟X線源におけるゼーマン効果

図 4.5-4 に約 20 T (ファラデー効果による実測値) の磁場を印加した場合の F の $1s^22p-1s^23d$ (a)、Li の $1s-3p$ (b) のスペクトルの変化を示す。特に F のスペクトルで明確な線幅の増加が観測されており、増加量は①及び、②と③の混合スペクトルでは 0.7 ± 0.1 pixel (= 0.0007 nm \pm 0.0001 nm)、Li のスペクトル (④と⑤の混合) では 0.4 ± 0.1 pixel (= 0.0004 nm \pm 0.0001 nm) が得られている。

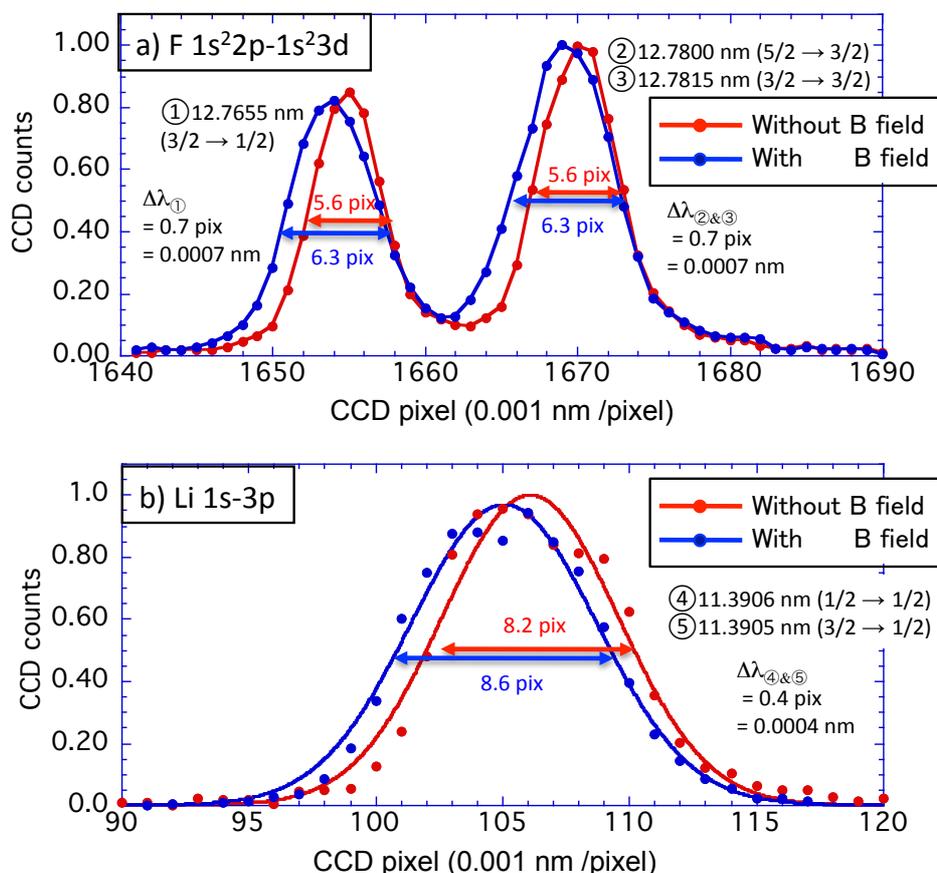


図 4.5-4) Nd:YAG レーザー励起 LiF スペクトルの外部磁場による変化。

4章. ゼーマン効果を利用した軟X線レーザーの偏光成分の分離

線幅の増加量からプラズマ中の磁場強度を見積もる為に、各スペクトルの構造を考える。図 4.5-5 に各遷移線に関わる準位の全角運動量、ゼーマン効果により各準位が分裂した場合のスペクトル構造について記述した。各スペクトルの番号は、図 4.5-4 に記述した番号に対応している。各準位の分裂量は、全角運動量 J 、ボーア磁子: μ_B ($= 5.79 \times 10^{-5}$ [eV/T])、磁場強度: B [T]を用いて $\{J(J+1)\}^{0.5} \mu_B B$ [eV]と表される[1]。赤線は $\Delta m_j = 0$ (π 光) の遷移であり、分裂前と同じエネルギーの光子を発生する。緑線は $\Delta m_j = +1$ (σ 光) の遷移であり π 光よりも光子のエネルギーが低く、青線は $\Delta m_j = -1$ (σ' 光) の遷移であり π 光よりも光子のエネルギーが高い。 σ' 光、 σ 光は対象とする準位の全角運動量の違いにより更にいくつかの異なる光子のエネルギーを示す。 $J = 5/2 \rightarrow 3/2$ (d) の場合であれば、 σ' 光の遷移線は $m_j = -1/2 \rightarrow -3/2, +1/2 \rightarrow -1/2, +3/2 \rightarrow +1/2, +5/2 \rightarrow +3/2$ の 4 本であるが、そのうちの $-1/2 \rightarrow -3/2, +3/2 \rightarrow +1/2$ は同じ光子のエネルギーを示すため、 σ' 光の見かけ上のスペクトルは 3 本となる。従って(d)の場合、ゼーマン効果によりスペクトルは 7 本に分裂する。図 4.5-5(a)~(d)の下段は分裂したスペクトルのエネルギー差と遷移数の比 (統計重率) を示している。

表 4.5-1 に磁場強度 20 T の場合における、ゼーマン分離したスペクトルの中心波長からの差を記述した。中心波長からの差は最大でも 0.00026 nm であるから実際の計測では波長シフトしたスペクトルは混在化しており、線幅の増加として観測される。線幅の増加は、統計重率を考慮すると、①のスペクトルで 0.00043 nm、②と③の混合スペクトルで 0.00038 nm、④と⑤の混合スペクトルで 0.00037 nm となる。故に、図 4.5-4 で得られた線幅の増加は磁場強度に換算すると、F のスペクトルではそれぞれ 33 ± 5 T (①)、 37 ± 5 T (②&③)、Li のスペクトルでは $22 \text{ T} \pm 6 \text{ T}$ (④&⑤) となる。従って、プラズマ中の磁場強度を軟X線領域におけるゼーマン効果で評価した場合、ボーア磁子を用いた式により、少なくとも 2 倍以内の精度で表せる事が示された。

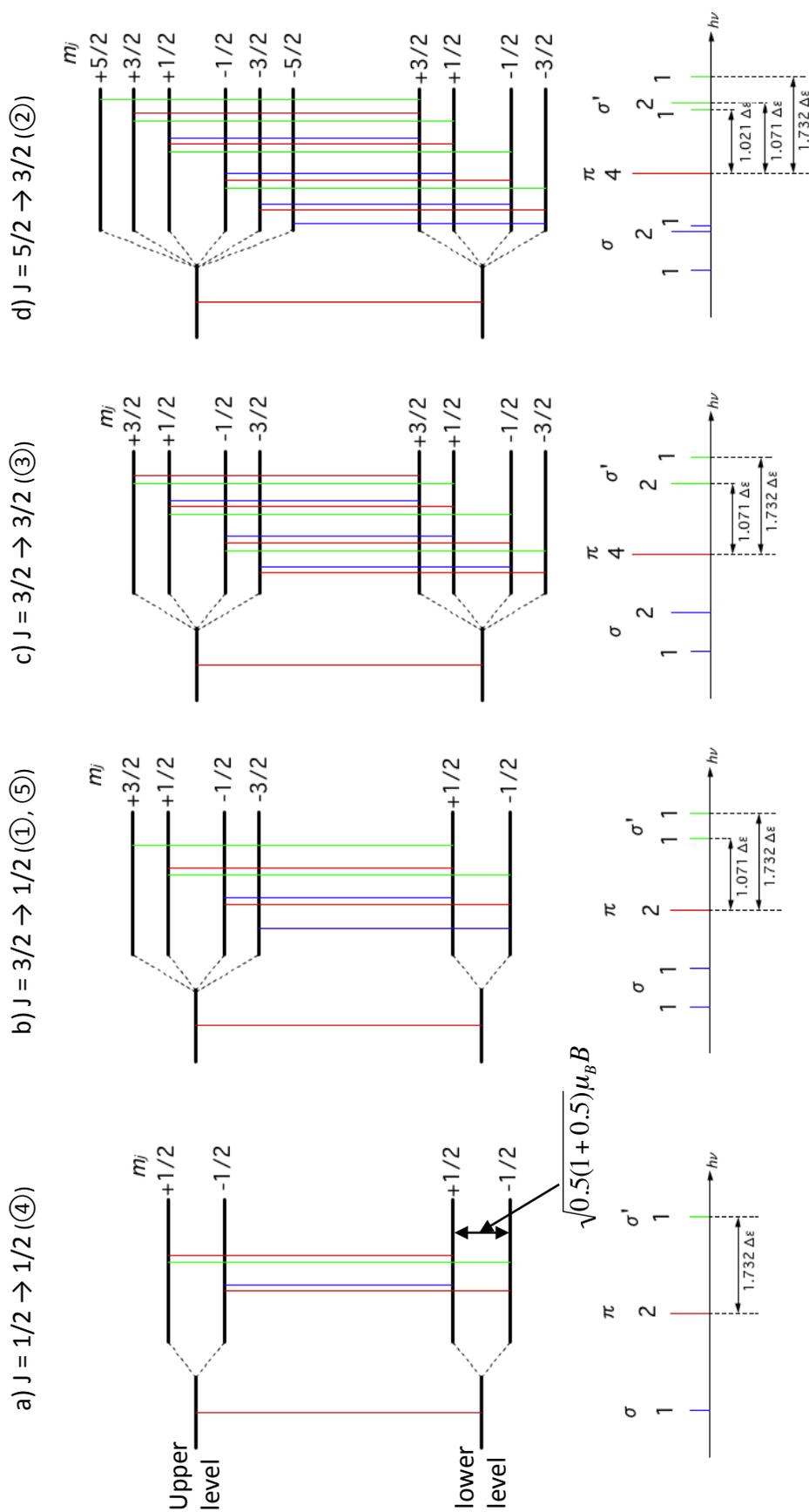


図4.5-5 (a)~(d) Fの $1s^22p-1s^23d$, Liの $1s-3p$ 遷移線の準位とスペクトルの構造。

| λ [nm] | Ion | lower state | J | Upper state | J | 遷移の数 | 分離数 | 20 Tの磁場により分離した遷移線の中心波長からのズレ ($\Delta\epsilon = \mu_B B$ [eV]) | | | | | | HIREFSで観測した際の波長幅の増加 | |
|-----------|--------|--------------------|-----|--------------------|-----|------|-----|--|---|---|----------------------------------|---|---|---------------------|---|
| | | | | | | | | -1.732 $\Delta\epsilon$ $\Delta\lambda$ [nm] | -1.071 $\Delta\epsilon$ $\Delta\lambda$ [nm] | -1.021 $\Delta\epsilon$ $\Delta\lambda$ [nm] | ϵ_0 λ_0 [nm] | +1.021 $\Delta\epsilon$ $\Delta\lambda$ [nm] | +1.071 $\Delta\epsilon$ $\Delta\lambda$ [nm] | | +1.732 $\Delta\epsilon$ $\Delta\lambda$ [nm] |
| ⑤ 11.3905 | Li III | 1s | 1/2 | 3p | 3/2 | 6 | 5 | 2.0986E-04 | 1.2977E-04 | x | 11.3905 | -1.2976E-04 | x | -2.0985E-04 | 0.00037 |
| ④ 11.3906 | Li III | 1s | 1/2 | 3p | 1/2 | 4 | 3 | 2.0986E-04 | x | x | 11.3906 | x | x | -2.0985E-04 | |
| ① 12.7655 | F VII | 1s ² 2p | 1/2 | 1s ² 3d | 3/2 | 6 | 5 | 2.6358E-04 | 1.6299E-04 | x | 12.7655 | -1.6298E-04 | x | -2.6357E-04 | 0.00043 |
| ② 12.7800 | F VII | 1s ² 2p | 3/2 | 1s ² 3d | 5/2 | 12 | 7 | 2.6418E-04 | 1.6336E-04 | 1.5573E-04 | 12.7800 | -1.6336E-04 | -1.5573E-04 | -2.6417E-04 | 0.00038 |
| ③ 12.7815 | F VII | 1s ² 2p | 3/2 | 1s ² 3d | 3/2 | 10 | 5 | 2.6425E-04 | 1.6340E-04 | x | 12.7815 | -1.6339E-04 | x | -2.6423E-04 | |

表4.5-1) ゼーマン効果による各遷移線の波長のシフト量及びHIREFSで観測した場合の波長幅の増加量。

4.6. ゼーマン効果を利用したプラズマ軟X線レーザーの偏光成分の分離

パルスマグネット装置を斜入射励起方式のニッケル様モリブデン軟X線レーザーと組み合わせる事で円偏光軟X線レーザーの発生を試みた。図4.6-1に実験配置とターゲット周辺部の写真を示す。モリブデンターゲットは1 mm x 1 mm x 40 mmのロッド状であり、レーザーの照射面がコイルの中心軸になるように設置した。励起光であるNd:glassレーザーは、パルス幅400 psのプリパルスと7 psのメインパルスから構成され、エネルギーの比は1:4、パルス間隔は2.0 ns、合計エネルギーは12 Jであった。Nd:glassレーザーは、コイルとロッドターゲットの隙間から斜入射角14度で入射され、ターゲット表面での集光プロファイルは、幅60 μm、長さ5 mmであった。発生した軟X線レーザーは、線幅計測の時と同様に、高分解能分光器 HIREFS [6]で観測した。分光スリットはターゲットから70 mmの位置に設置した。

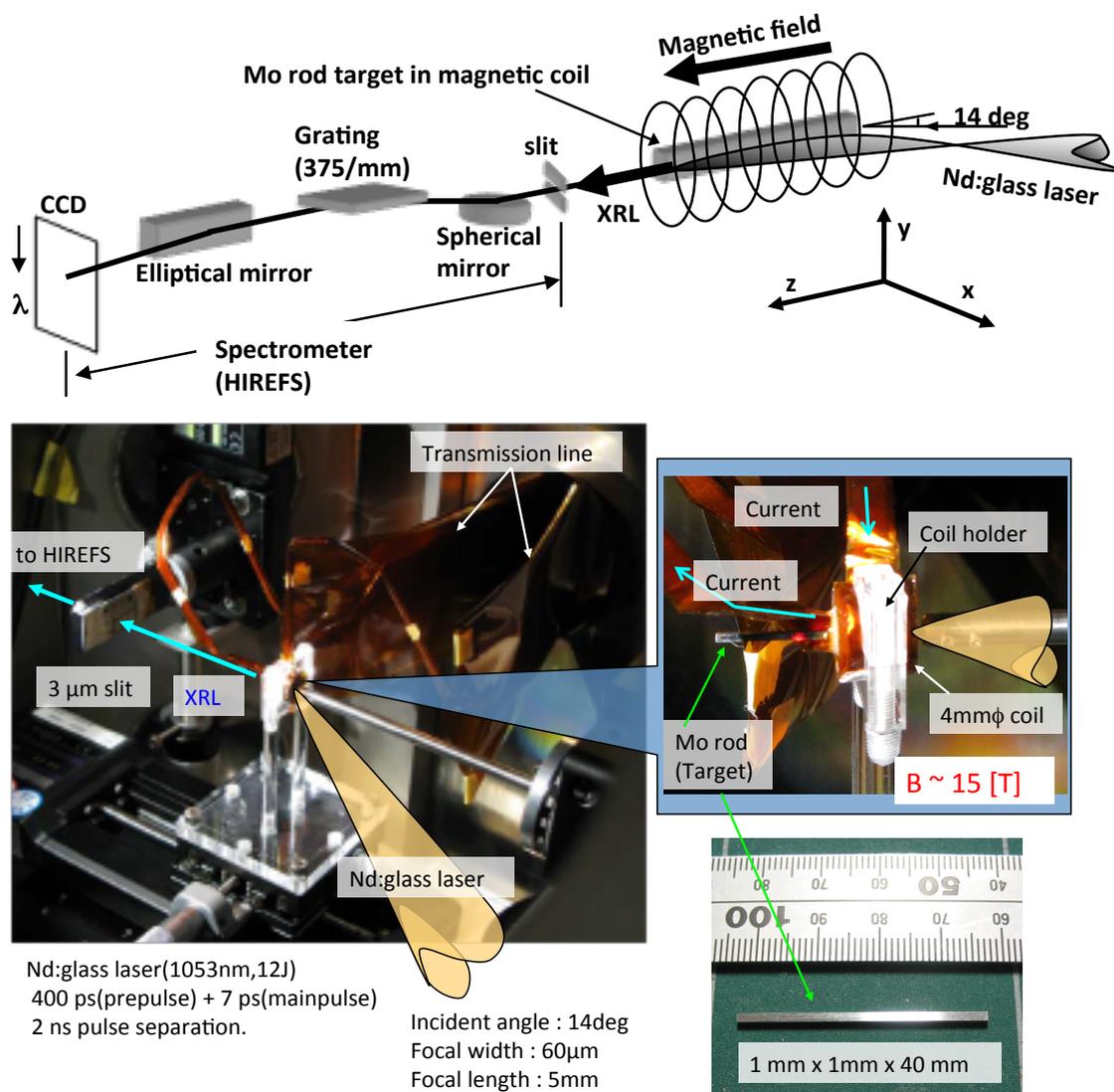


図 4.6-1) 円偏光軟X線レーザー発生実験の概略図とターゲット周辺部

コイルは内径 4 mm ϕ 、長さ 5 mm、 $n = 10$ (絶縁膜 3 重) を充電電圧 20 kV で使用した。ターゲットに照射された励起レーザーはターゲットから一部が反射され、コイルの反対側から出射される。この反射光をフォトダイオードで観測する事により、パルスマグネットと励起レーザーのタイミング調整を行った。Nd:glass レーザーとパルスマグネットのトリガーである LTSG を動作させる Nd:YAG レーザーの同期の精度は、1 ns 以下であり、パルス磁場の強度変化 (100 ns で 3 % 程度) と比較して十分な精度を有している。

図 4.6-2 に実験結果を示す。図 4.6-2(a) は、磁場の無い場合の分光像を示す。HIREFS は分光スリット上の像を CCD 上に結像する為、CCD 上での横方向のプロファイルはターゲットから 70 mm 後方位置での x 方向のビームの空間分布を表しており、横軸は Refraction angle (ターゲットと平行な方向を 0 とした場合の屈折角) を表している。軟X線レーザーのビーム広がり角は 4 mrad 以下であり、10 mrad 程度まで弱いテールを引いている。スペクトルの空間分布が左右で不均等であり、また若干傾いているのは HIREFS の収差を示している (図 1.3-13 を参照)。得られた軟X線レーザーのスペクトルはショット毎に若干 (左右の端から端で $1 \sim 2$ pixel 程度) 傾きにばらつきが見られており、これはショット毎の軟X線レーザー媒質の位置の数十ミクロン程度のズレ (励起レーザーの照射位置のズレ) を示していると考えられる。

4.6.1. スペクトルの分離量から見積もられる磁場強度の空間分布

磁場強度 15 T を軟X線レーザー媒質に加えた場合、明確なスペクトルの分裂が観測されている (図 4.6-2(b))。短波長側が σ' 光 (左回り円偏光)、長い波長側が σ 光 (右回り円偏光) を示している [15]。更に スペクトルの分離量は一定ではなく、明確な空間分布が観測されている。図 4.6-2(c) は、図 4.6-2(b) の ①~⑦ の位置での断面プロファイルを示している。最も線幅の狭い ①の部分においても磁場無しの場合と比較して明確なスペクトルの変化が得られており、屈折角が大きくなるに従って分離量が増大している。この分離量が全てゼーマン効果に起因していると仮定した場合、それぞれの位置でのプラズマ中の磁場強度は ①40 T、②100 T、③140 T、④170 T、⑤200 T、⑥220 T、⑦260 T と見積もられる。これは、パルスマグネットで与えた磁場強度 15 T と比較して 10 倍以上の磁場強度である。一つの可能性としては「ターゲット垂直方向に吹き出す軟X線レーザー媒質が定常磁場によりドリフトしたことによる光源位置の変化」が挙げられるが、これほどに大きなスペクトルの分離は説明がつかない。スペクトルの分離が HIREFS の収差であるとするならば、軟X線レーザー媒質が 200 μm 以上の間隔を持って分裂する必要がある (図 1.3-14 を参照) が、励起レーザーの集光幅が 64 μm 、媒質の大きさは 50 μm 以下である事、プリパルス照射からメインパルスが照射されるまでの時間 (2 ns) で 15 T の定常磁場によりニッケル様モリブデンイオンがドリフトする量としては数 μm 以下 (イオン温度 = 10 eV の場合) である事から、HIREFS の収差が原因とは考えられない。更に、スペクトルの分裂は複数のショット

において再現性良く観測されていることから、4.3.3.節で予測したポンデロモーティブ力による磁場の増大が観測されていると考えられる。

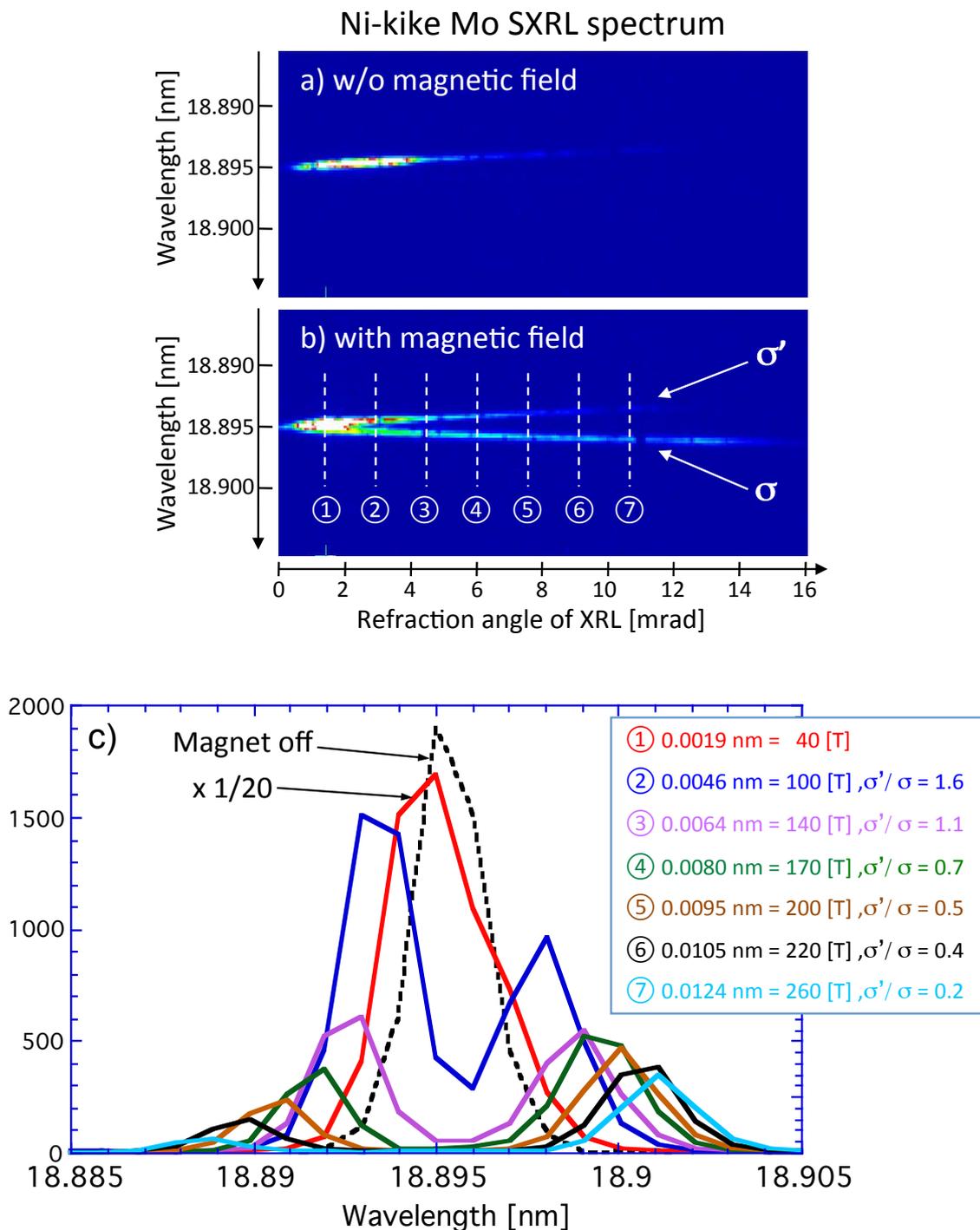


図 4.6-2) ニッケル様モリブデン軟X線レーザーの分光像。(a) 外部磁場の無い場合。(b) 15 Tの外部磁場を加えた場合。(c) 軟X線レーザースペクトル、各位置での磁場強度及び σ' 光/ σ 光の割合。①のみ強度を1/20として表記している。

スペクトルの分離の空間分布と軟X線レーザーの発生領域の電子密度、密度勾配の関係について考察を行う。図 4.6-3 は分光スリットから CCD カメラまでの HIREFS の空間方向の像転送を示している。軟X線レーザーは指数関数的な密度勾配を有する媒質から発生する為、高電子密度領域から発生した光は、屈折の影響をより強く受ける。従って、スペクトルの分裂量は電子密度の高い領域ほど大きいと言える。「磁束の凍り付き現象」による磁場圧縮では、電子密度の高い領域ほど磁場強度が高くなるため、実験で得られた磁場の空間分布と一致している。

軟X線レーザーの強度はゼーマン分離量が大きくなるにつれて低下している。これは電子密度の上昇に伴い、軟X線レーザーの発振の最適条件から逸脱するためと考えられる。現状では、軟X線レーザーの発振調整は全体の光量が最大となるように最適化を行っているが、これを高密度領域での発振が最適となるように行う事で、大きなゼーマン分離と高い軟X線レーザーの強度の両立が期待できる。

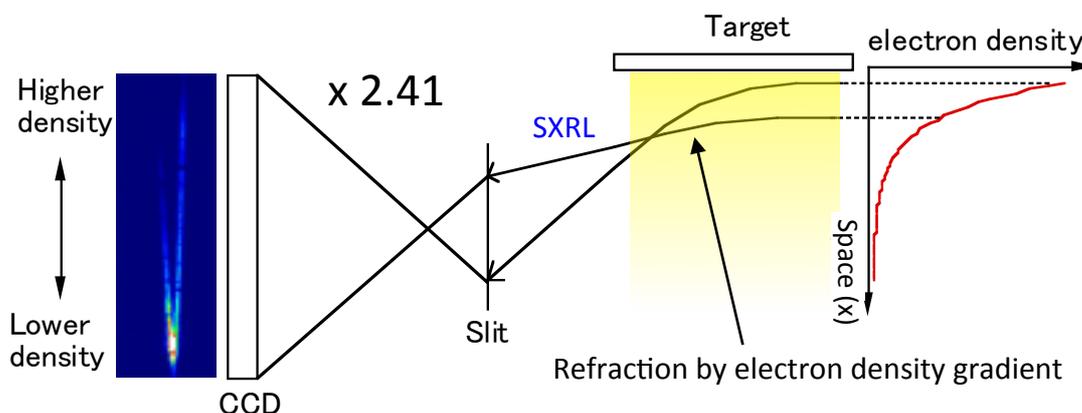


図 4.6-3) スペクトルの分離量と軟X線レーザー媒質の電子密度及び密度勾配の関係

4.6.2. 左右の円偏光の比率

図 4.6-2 では、 σ' 光と σ 光の割合は軟X線レーザーの屈折角（電子密度）と共に変化しており、屈折角が大きく（高電子密度）なるに従って σ 光が強くなる傾向が見られている。これは、電子密度により σ 光、 σ' 光の増幅率が異なる事を示唆している。図 4.6-4 に、同条件下における複数の実験結果に対する偏光度 $P = (I_{\sigma'} - I_{\sigma}) / (I_{\sigma'} + I_{\sigma})$ の空間分布を示した。各ショットにおいて、低電子密度領域での偏光度、及び偏光度の変化の度合いは異なるが、図 4.6-2 の結果と同様に、高電子密度側ほど σ 光が強くなる傾向が観測されている。3.3.1 節で示したように、軟X線レーザーの増幅係数 G [/cm] は、発振波長 λ [Å]，反転分布密度 $N_u F$ [cm^{-3}] として、以下の式で表され、増幅係数は発振波長に比例する。

$$G = 2.9 \times 10^{-17} \lambda f_{lu} \frac{g_l}{g_u} N_u F [\text{cm}^{-1}]$$

プラズマ中の磁場強度が弱い場合には、 σ 光、 σ' 光は分裂せず、従って増幅係数は等しく、増幅後の強度比は統計的には等しくなる（図 2.2-4、図 4.6-4 の結果が示すように、どちらかに偏ることもあり得る）。磁場強度の増大により波長シフトが大きくなるにつれて、発振波長 λ の長い σ 光の増幅率が相対的に大きくなるため、屈折角の大きい領域（高電子密度領域）では σ 光が相対的に強くなると考えられる。これは、更に大きな磁場を与えるとともに、発振を高電子密度条件下において最適化する事で、「 σ 光のみでの発振」の可能性を示している。 σ 光のみでの発振が可能となれば、左右の円偏光成分を同時に得る事は不可能となるが、高精度な分光が不要となるため、光源としての利便性は向上する。その場合、円偏光の左右の切り替えは、外部磁場の向きを逆にすることで容易に可能である。

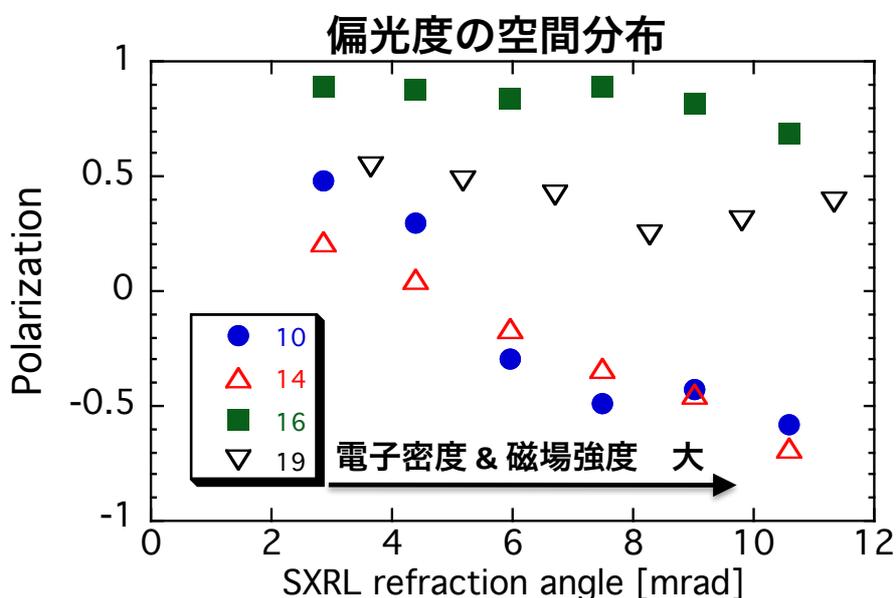


図 4.6-4) 磁場有りの条件下での偏光度 P の空間分布。 $P > 0$ が σ' 光（左回り円偏光）の強い状態を示す。 \triangle が図 4.6-2 の結果を示している。

4.7. 4章の結論

パルスパワーマグネットと軟X線レーザーを組み合わせる事により、ゼーマン効果を利用した波長 18.9 nm の軟X線レーザーの円偏光成分の抽出に成功した。これにより、観測光軸が各円偏光で共通で視野差も生じないシステムの構築が可能となった。

軟X線レーザーのスペクトル分離量から見積もられたプラズマ中での磁場強度は外部磁場の10倍以上であり、これは励起レーザーのポンデロモータイプ力による磁場の圧縮機構が有効に働いた結果であると考えられる。また、磁場の圧縮効果が現れにくいナノ秒レーザー励起プラズマではスペクトルの線幅の増加は外部磁場から予想された値の2倍以下に収まっている事も、軟X線レーザー媒質中での磁場の圧縮効果の有効性を示唆している。以上の結果から、外部磁場及

び、超短パルスレーザー電場による磁場の圧縮現象を用いる事で、ゼーマン効果を利用した左右の円偏光軟X線レーザーの抽出に成功した。

4章 参考文献

- [1] G. HERZBERG, 堀健夫 “原子スペクトルと原子構造”, ISBN 4-621-02977-0 C3043, 丸善 (1996).
- [2] T. Kawachi, K. Murai, G. Yuan, S. Ninpmiya, R. Kpdama, H. Daidp, Y. Katp, and T. Fujimoto, “Observation of Polarization of the Soft X-Ray Laser Line in Neonehke Germanium Ions”, Physical Review Letters, **75**, No. 21, 3826 (1995).
- [3] H. Takasaki, N. Umeda, and M. Tsukiji, “Stabilized transverse Zeeman laser as a new light source for optical measurement”, Applied Optics, 19, No.3, 435(1980).
- [4] Jeffrey A. Koch, Brian J. MacGowan, Luiz B. Da Silva, Dennis L. Matthews, James H. Underwood, Philip J. Batson, Richard W. Lee, Richard A. London, and Stan Mrowka, “Experimental and theoretical investigation of neonlike selenium x-ray laser spectral linewidths and their variation with amplification”, Physical Review A, 50, 1877 (1994).
- [5] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, H. Yamatani¹, M. Kishimoto, Y. Ochi, M. Tanaka, M. Nishikino, Y. Kunieda, K. Nagashima, and H. Yoneda., “High-precision measurement of the spectral width of the nickel-like molybdenum x-ray laser”, Journal of Physics: Conference Series 163 012062 (2009).
- [6] Michael C. Hettrick, James H. Underwood, Philip J. Batson, and Mark J. Eckart, “Resolving power of 35,000 (5 mÅ) in the extreme ultraviolet employing a grazing incidence spectrometer”, Appl. Opt. Vol. 27, 200 (1988).
- [7] F.S. Felber, M.A. Liberman, and A.L. Velikovich, “Magnetic flux compression by dynamic plasmas. I. Subsonic selfsimilar compression of a magnetized plasma-filled liner”, Physics of Fluids, **31**, 3675 (1988).
- [8] R. N. Sudan, “Mechanism for the Generation of 10 G Magnetic Fields in the Interaction of Ultraintense Short Laser Pulse with an Overdense Plasma Target”, Physical Review Letters 70, 3075 (1993).
- [9] O. V. Gotchev, J. P. Knauer, P. Y. Chang, N. W. Jang, M. J. Shoup III, D. D. Meyerhofer, and R. Bettl, “Seeding magnetic fields for laser-driven flux compression in high-energy-density plasmas”, Physical Review Letters **80**, pp.043504-1 - 043504-9 (2009)
- [10] Hitoki Yoneda and Tomonori Namiki, Akinori Nishida and Ryosuke Kodama, Youichi Sakawa, Yasuhiro Kuramitsu, Taichi Morita, Kento Nishio, and Takao Ide, “Strong Compression of a Magnetic

- Field with a Laser-Accelerated Foil”, *Physical Review Letters* **109**, 125004 (2012)
- [11] B. M. Luther, Y. Wang, M. A. Larotonda, D. Alessi, M. Berrill, M. C. Marconi, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, “Saturated high-repetition-rate 18.9-nm tabletop laser in nickellike molybdenum”, *Opt. Lett.* **30**, 165 (2005).
- [12] R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, V. N. Shlyaptsev, “High-repetition-rate grazing-incidence pumped x-ray laser operated at 18.9 nm,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, p.103901 (2005)
- [13] 安積正史, “MHD とは”, *プラズマ・核融合学会誌* 77(5), 457-463 (2001).
- [14] G. J. Pert, “The hybrid model and its application for studying free expansion”, *Journal of Fluid Mechanics* **131**, 401 (1983).
- [15] Noboru Hasegawa, Akira Sasaki, Hiroshi Yamatani, Maki Kishimoto, Momoko Tanaka, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Yuichi Kunieda, and Tetsuya Kawachi, Atsushi Iwamae and Hitoki Yoneda, “High-resolution Spectroscopy of the Nickel-like Molybdenum X-ray Laser Toward the Generation of Circularly Polarized X-ray Laser”, *Journal of Optical Society of Korea*, 13, No. 1, p60 (2009).
- [16] 堀田栄喜, “放電生成プラズマ光源”, *J. Plasma Fusion Res.* Vol.81, No.5 pp.350 - 354 (2005).
- [17] 佐久川貴志, 浪平隆男, 勝木淳, 秋山秀典, 長田俊宏, 小金澤竹久, “半導体パルスパワー電源のプラズマ応用機器への適用”, *J. Plasma Fusion Res.* Vol.81, No.5, pp. 350-354 (2005).
- [18] Yasunori MIYOSHI, Tatsuzo HOSOKAWA and Morio SHINTANI, “Breakdown of a spark gap in air triggered by a laser”, *Japanese Journal of Applied Physics* **8** 620 (1969)
- [19] 宮内一洋, 山本平一, “通信用マイクロ波回路”, ISBN-13: 978-4885520396 (1994).
- [20] <http://www-lab.ee.uec.ac.jp/clab/nagaoka/nagaoka.table>
- [21] Yoshihiro Ochi, Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, and Keisuke Nagashima, “Development of a chirped pulse amplification laser with zigzag slab Nd:glass amplifiers dedicated to x-ray laser research”, *Applied Optics*, **46**, No. 9, 20 (2007).
- [22] 理科年表, ISBN4-621-03537-1 C3040(1991)
- [23] <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>

5 章. 結論

実験室規模の装置で運用が可能であり、特に高輝度の発生が期待できるプラズマ軟X線レーザーの原子過程に着目し、光源が本来有している偏光性の抽出方法を提案すると共に、その実証実験を行った。偏光制御の手法として、以下の2種類の方法を試みた。

(1)軟X線レーザー媒質に直線偏光を有する高次高調波を導入し、直線偏光成分の増幅を行った。

ネオン様マンガン軟X線レーザー : 波長 26.9 nm

種光 : Ti:Sapphire レーザーの第 29 次高調波 : 0.1 nJ/shot

実効的な種光と自然放出光の強度比 : 670

ニッケル様銀軟X線レーザー : 波長 13.9 nm

種光 : Ti:Sapphire レーザーの第 57 次高調波 : 0.1 nJ/shot

実効的な種光と自然放出光の強度比 : 150

両波長において、種光のビーム広がりと同等の軟X線レーザーを得る事に成功した。種光のビーム広がり角、出射の方向は増幅後も保存されている事から、得られた軟X線レーザーの偏光は高次高調波の偏光状態を保持していると予想される。

(2)外部磁場、及びプラズマ中の磁場の圧縮機構を利用することで、軟X線レーザー発振線をゼーマン効果により左右の円偏光成分に分光的に分離した。

ニッケル様モリブデン軟X線レーザー : 波長 18.9 nm

斜入射励起方式の軟X線レーザーに印加した磁場 : 15 T

ゼーマン分離量から見積もられた磁場強度 : 260 T 以上

磁場の圧縮機構により、外部磁場の強度から予想される分離量の 10 倍以上の明確なゼーマン分離の観測に成功した。分離した発振線は σ 光 (右回り円偏光)、 σ' 光 (左回り円偏光) を示している。

高次高調波及び外部磁場導入の2種類の方法により、プラズマ軟X線レーザーの偏光制御が可能である事を実証した。現在、発振波長 10 nm 以上の領域のプラズマ軟X線レーザー発生の主流は、従来よりも小型の 1 J 級の Ti:Sapphire レーザーを用いた斜入射励起方式に移行しつつある。Ti:Sapphire レーザーは本研究で用いた Nd:glass レーザーと比較してエネルギー及びビーム位置の安定性に優れるため、より安定した軟X線レーザーの生成が可能である。更に、波長可変性を有し、パルス幅も短いため、高次高調波の生成及びプラズマ中の磁場圧縮という観点から、今回実証した手法と相性が良い。本方式により偏光を制御されたコヒーレント軟X線による応用研究の展開が期待できる。

謝辞

本研究は、電気通信大学電子物性工学科博士後期課程に在籍中に行われたものであり、本研究の遂行にあたり、レーザー新世代研究センターセンター長の米田仁紀教授にはプラズマ物理の専門家として事細やかな御指導を賜りました事に心より感謝致します。また、本論文をご精読頂き多数の有用な御指摘を下さいました電気通信大学大学院情報理工学研究科情報理工学部先進理工学専攻先進理工学科の渡辺信一教授、渡辺昌良教授、桂川眞幸教授、レーザー新世代研究センターの中村信行准教授に深く感謝致します。レーザー新世代研究センターの植田憲一教授には、実験及び研究の進め方等に関するアドバイス等多数の御助言を賜りました。大阪大学の西村博明教授には高分解能分光器の貸与を初めとする実験に関する支援を頂きました。日本原子力研究開発機構敦賀本部レーザー共同研究所所長の大道博行氏、光産業創成大学院大学学長の加藤義章教授には、軟X線光源開発の専門家として、実験、理論両面から多大な御指導を賜りました。福井大学遠赤外領域開発研究センターの岩前敦先生、山口東京理科大学の内海隆行先生、広島大学の難波慎一先生には、原子素過程の専門家として実験及び理論計算に関する御助言を多数頂きました。実験は日本原子力研究開発機構関西光科学研究所において行われたものであり、先進ビーム技術研究ユニットX線レーザー応用研究グループの山極満グループリーダー、永島圭介氏、河内哲哉氏、岸本牧氏、山谷寛氏、助川鋼太氏、錦野将元氏、佐々木明氏、石野雅彦氏、越智義弘氏、田中桃子氏、加道雅孝氏、小池雅人氏、国枝雄一氏、Lu Peixiang 氏（現 Wuhan National Laboratory 教授）、Tai Renzhong 氏（現 Shanghai Institute of Applied Physics 教授）をはじめとする研究員の皆様には、軟X線レーザーに関する理論や実験方法など細かい御指導並びに御協力を頂きました。皆様に厚く御礼申し上げます。

本研究では、平成19年～20年度科学研究費補助金若手B（課題番号:19740350）「強磁場印加による円偏光コヒーレント軟X線の発生」、平成22年～23年度科学研究費補助金若手B（課題番号:22740267）「真空紫外～軟X線領域における磁気円偏光二色性計測システムの開発」による資金援助を頂きました。

最後になりましたが、電気通信大学の先生方、大学事務の方々、関西光科学研究所の事務の方々、特にレーザー新世代研究センターの奥平祥子様を初めとする様々な方面にわたり多大なご支援をいただきました。この場をお借りして厚く御礼申し上げます。

関連論文

- [1] Noboru HASEGAWA, Tetsuya KAWACHI, Takayuki UTSUMI, Akira SASAKI, Momoko TANAKA, Masataka KADO, Kouta SUKEGAWA, Lu PEIXIANG, Maki KISHIMOTO, Tai RENZHONG, Keisuke NAGASHIMA, Masato KOIKE, Hiroyuki DAIDO and Yoshiaki KATO
“High-Precision Measurement of the wavelength of a Nickel-like Silver X-ray laser”
Jpn. J. App. Phys., 43, Pt. 5A, pp. 2519-2522 (2004).
- [2] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, R. Z. Tai, Y. Ochi, M. Nishikino, K. Nagashima, and Y. Kato
“Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation neon-like manganese x-ray laser medium”
Phys. Rev. A 76, pp. 043805 (2007).
- [3] Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, Maki Kishimoto, Kouta Sukegawa, Momoko Tanaka, Tai Renzhong, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Keisuke Nagashima, and Yoshiaki Kato
“Frequency filter of seed x-ray by use of x-ray laser medium : toward the generation of the temporally coherent x-ray laser”
Jpn. J. App. Phys. 48, pp. 012503 (2009).
- [4] Noboru Hasegawa, Akira Sasaki, Hiroshi Yamatani, Maki Kishimoto, Momoko Tanaka, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Yuichi Kunieda, and Tetsuya Kawachi, Atsushi Iwamae and Hitoki Yoneda
“High-resolution Spectroscopy of the Nickel-like Molybdenum X-ray Laser Toward the Generation of Circularly Polarized X-ray Laser”
Journal of Optical Society of Korea, 13, No. 1, p59 (2009).

研究業績

- [1] Noboru Hasegawa, Takuro Tomita, Masaharu Nishikino, Yasuo Minami, Motoyoshi Baba, Ryota Takei, Takeshi Kaihori, Yusue Hirano, Toshimasa Morita, Tetsuya Kawachi, Mitsuru Yamagiwa, and Tohru Suemoto, “A study of the femto-second laser ablation process in metals by using a single shot soft x-ray laser probe”, Proceedings of the 12th Asia Pacific Physics Conference (APPC12), in press.
- [2] N. Hasegawa, Y. Ochi, T. Kawachi, M. Nishikino, M. Ishino, T. Imazono, T. Kaihori, T. Morita, A. Sasaki, K. Terakawa, Y. Minami, M. Baba, T. Tomita, M. Yamamoto, M. Yamagiwa and T. Suemoto, “Observation of the laser-induced surface dynamics using the single-shot soft x-ray laser probe”, Proc. of X-Ray Lasers 2012, pp.117-120 (2014).
- [3] Takashi Imazono, Masato Koike, Tetsuya Kawachi, Noboru Hasegawa, Masaru Koeda, Tetsuya

Nagano, Hiroyuki Sasai, Yuki Oue, Zeno Yonezawa, Satoshi Kuramoto, “Development of an objective flat-field spectrograph for electron microscopic soft X-ray emission spectrometry in 50-4000 eV”, Proceedings of SPIE, Vol.8848, p.884812_1 - 884812_14 (2013).

[4] Masaharu Nishikino, Noboru Hasegawa, Takuro Tomita, Yasuo Minami, Ryota Takei, Motoyoshi Baba, Tsuyoshi Eyama, Shodai Takayoshi, Tetsuya Kawachi, Daiki Hatomi, “Observation of the nano-scale surface dynamics of femtosecond laser ablation by time-resolved soft X-ray imaging technique”, Proceedings of SPIE, Vol.8849, p.88490E_1 - 88490E_6, (2013).

[5] Masahiko Ishino, A. Faenov, Momoko Tanaka, Satoshi Tamotsu, T. Pikuz, Noboru Hasegawa, Masaharu Nishikino, N. Inogamov, I. Skobelev, V. Fortov, “Nano-meter scale modifications on material surfaces induced by soft X-ray laser pulse irradiations”, Proceedings of SPIE, Vol.8849, p.88490F_1 - 88490F_8, (2013).

[6] Takashi Imazono, Masato Koike, Noboru Hasegawa, Masaru Koeda, Tetsuya Nagano, Hiroyuki Sasai, YukiOue, Zeno Yonezawa, Satoshi Kuramoto, Masami Terauchi, “Development of a flat-field spectrograph with a wide-band multilayer grating and prefocusing mirror covering 2-4 keV”, Journal of Physics, Conference Series, 425(15), p.152008_1 - 152008_4 (2013).

[7] Masahiko Ishino, A. Ya. Faenov, Momoko Tanaka, Satoshi Tamotsu, Noboru Hasegawa, Masaharu Nishikino, T. Pikuz, Takeshi Kaihori, Tetsuya Kawachi, “Observations of surface modifications induced by the multiple pulse irradiation using a soft picosecond X-ray laser beam”, Applied Physics A, **110**(1), p.179 - 188, (2013).

[8] Takuro Tomita, Minoru Yamamoto, Noboru Hasegawa, Kota Terakawa, Yasuo Minami, Masaharu Nishikino, Masahiko Ishino, Takeshi Kaihori, Yoshihiro Ochi, Tetsuya Kawachi, “Experimental verification of femtosecond laser ablation schemes by time-resolved soft X-ray reflective imaging”, Optics Express (Internet), **20**(28), p.29329 - 29337, (2012).

[9] T. Tomita, N. Hasegawa, M. Nishikino, T. Kawachi and T. Suemoto , “Imaging of ablation dynamics by soft x-ray laser”, Review of Laser Engineering **40**, No. 8, pp. 592-597 (2012).

[10] M. Ishino, A. Y. Faenov, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Nishikino, T. Tamotsu, T. Pikuz, T. Ohba, T. Kaihori, and T. Kawachi, “Surface modifications of metals induced by soft X-ray laser pulse irradiations”, Journal of Laser Micro/Nanoengineering **7**, No. 2, pp.147-151 (2012).

[11] M. Ishino, A. Y. Faenov, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Nishikino, T. Tamotsu, T. Pikuz, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, I. Skobelev, V. E. Fortov, V. A. Khohlov, V. V. Shepelev, T. Ohba, T. Kaihori, Y. Ochi, T. Imazono, and T. Kawachi, “Interaction of soft X-ray laser pulse radiation with aluminum surface, Nano-meter size surface modification”, AIP Conference Proceedings **1465**, pp.236-240 (2012).

- [12] Noboru Hasegawa, Minoru Yamamoto, Kota Terakawa, Masaharu Nishikino, Yoshihiro Ochi, Yasuo MINAMI, Takuro Tomita, Tetsuya Kawachi, and Tohru Suemoto, “Development of the x-ray interferometer and the method of temporal synchronization of x-ray and optical pulse”, AIP Conference Proceedings **1465**, pp.23-27 (2012).
- [13] Yoshihiro Ochi, Kota Terakawa, Noboru Hasegawa, Minoru Yamamoto, Takuro Tomita, Tetsuya Kawachi, Yasuo Minami, Masaharu Nishikino, Takashi Imazono, Masahiko Ishino, and Tohru Suemoto, “Picosecond soft-x-ray laser interferometer for probing nanometer surface structure”, Jpn. J. Appl. Phys. **51**, No. 1, pp. 016601-1 - 016601-3 (2012).
- [14] Takashi Imazono, Masato Koike, Tetsuya Kawachi, Noboru Hasegawa, Masaru Koeda, Tetsuya Nagano, Hiroyuki Sasai, Yuki Oue, Zeno Yonezawa, Satoshi Kuramoto, “Laminar and blazed type holographic gratings for a versatile soft X-ray spectrograph attached to an electron microscope and their evaluation in the 50-200 eV range”, Applied Optics, **51**(13), p.2351 - 2360, (2012).
- [15] S. Namba, N. Hasegawa, M. Kishimoto, M. Nishikino, T. Kawachi, “Electron spectra of xenon clusters irradiated with a laser-driven plasma soft-x-ray laser pulse”, Phys. Rev. A. **84**, 053202-1 - 053202- 5 (2011).
- [16] Noboru Hasegawa, Yoshihiro Ochi, Tetsuya Kawachi, Masaharu Nishikino, Masahiko Ishino, Takashi Imazono, Takeshi Kaihori, Akira Sasaki, Kota Terakawa, Yasuo Minami, Takuro Tomita, Minoru Yamamoto, Yoshifumi Umeda, Mitsuru Yamagiwa and Tohru Suemoto, “Observation of the laser-induced surface dynamics by the single-shot x-ray laser interferometer”, Proceedings of SPIE 2011 Optics+Photonics, **8140**, 81400G-1 - 81400G-8 (2011).
- [17] M. Ishino, A. Y. Faenov, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Nishikino, S. Tamotsu, T. A. Pikuz, N. A. Zhakhovskii, V. V. Inogamov, I.Yu. Skobelev, V. E. Fortov, V. A. Khohlov, V. Shepelev, T. Kaihori, T. Ohba, Y. Ochi, T. Imazono and T. Kawachi, “Nanoscale surface modifications and formation of conical structures at aluminum surface induced by single shot exposure of soft X-ray laser pulse” J. Appl. Phys., **109**, 013504 (2011).
- [18] S. V. Starikov, V. V. Stegailov, G. E. Norman, V. E. Fortov, M. Ishino, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Nishikino, T. Ohba, T. Kaihori, E. Ochi, T. Imazono, T. Kawachi, S. Tamotsu, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev and A.Y. Faenov, “Laser ablation of gold: experiment and atomistic simulation”, JETP Lett., **93**, 642–647 (2011).
- [19] M. Nishikino, K. Sato, N. Hasegawa, M. Ishino, S. Oshima, Y. Okano, T. Kawachi, H. Numasaki, T. Teshima and H. Nishimura, “Application of laser produced plasma Ka X-ray probe in radiation biology”, Rev. Sci. Instrum, **81**, 026107 (2010).
- [20] N. Hasegawa, Y. Ochi, T. Kawachi, K. Terakawa, T. Tomita, M. Yamamoto, M. Nishikino, T. Ohba,

- T. Kaihori, T. Imazono, A. Sasaki, M. Kishimoto, M. Ishino, M. Kado, M. Tanaka, T. Nakazato, N. Sarukura and T. Suemoto, “Development of the x-ray interferometer and the method of spatial and temporal synchronization of XRL and optical pulse”, Springer Proceedings in Physics 136, Proc. of X-Ray Lasers 2010, pp. 353-358 (2010).
- [21] T. Suemoto, K. Terakawa, Y. Ouchi, T. Tomita, M. Yamamoto, N. Hasegawa, M. Deki, Y. Minami and T. Kawachi, “Single-shot picoseconds interferometry with one-nanometer resolution for dynamical surface morphology using a soft X-ray laser”, Optics Express, Vol. 18, Iss. 13, pp. 14114-14122 (2010).
- [22] K. Sato, M. Nishikino, Y. Okano, S. Ohshima, N. Hasegawa, M. Ishino, T. Kawachi, H. Numasaki, T. Teshima, and H. Nishimura, “ γ -H2AX and Phosphorylated ATM Focus Formation in Cancer Cells after Laser Plasma X Irradiation”, Radiation Research **174**, 436-445 (2010).
- [23] Masahiko Ishino, Masataka Kado, Masaharu Nishikino, Kunio Shinohara, Satoshi Tamotsu, Keiko Yasuda, Noboru Hasegawa, Maki Kishimoto, Toshiyuki Oba, Tetsuya Kawachi, “Observations of the intense soft X-ray emissions from ultra thin Au films irradiated with high contrast laser pulses”, Proceedings of SPIE, Vol.7589, p.75891B_1 - 75891B_8 (2010).
- [24] T. Kawachi, N. Hasegawa, M. Nishikino, Y. Ochi, and A. Sasaki, “Observation of a plasma waveguide in a preformed plasma pumped by double-pulse laser irradiation for the efficient soft x-ray amplification”, Opt. Lett. **34**, No. 5, pp. 635-637 (2009).
- [25] N. Hasegawa, A. Sasaki, H. Yamatani, M. Kishimoto, M. Tanaka, Y. Ochi, M. Nishikino, Y. Kunieda, T. Kawachi, A. Iwamae, and H. Yoneda, “High-resolution Spectroscopy of the Nickel-like Molybdenum X-ray Laser Toward the Generation of Circularly Polarized X-ray Laser”, Journal of Optical Society of Korea, **13**, No. 1, pp. 60-64 (2009).
- [26] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, H. Yamatani¹, M. Kishimoto, Y. Ochi, M. Tanaka, M. Nishikino, Y. Kunieda, K. Nagashima, and H. Yoneda, “High-precision measurement of the spectral width of the nickel-like molybdenum x-ray laser”, Journal of Physics: Conference Series **163** 012062 (2009).
- [27] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, H. Yamatani, A. Iwamae, M. Kishimoto, M. Tanaka, Y. Ochi, M. Nishikino, Y. Kunieda, H. Kawazome, K. Nagashima and H. Yoneda, “Generation of the circularly polarized x-ray laser using the pulse-power magnet”, Springer Proceedings in Physics **130**, Proc. of X-Ray Lasers 2008, pp. 99-105 (2009).
- [28] N. Hasegawa, T. Kawachi, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, R. Tai, Y. Ochi, M. Nishikino, K. Nagashima, and Y. Kato, “Frequency filter of seed x-ray by use of x-ray laser medium : toward the generation of the temporally coherent x-ray laser”, Jpn. J. Appl. Phys. **48**, 012503(6) (2009).

- [29] K. Namikawa, M. Kishimoto, K. Nasu, E. Matsushita, R. Z. Tai, K. Sukegawa, H. Yamatani, N. Hasegawa, M. Nishikino, M. Tanaka, and K. Nagashima, “Direct Observation of the Critical Relaxation of Polarization Clusters in BaTiO₃ Using a Pulsed X-ray Laser Technique”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 197401 (2009).
- [30] Y. Ochi, T. Kawachi, N.Hasegawa, M. Nishikino, T. Ohba, M. Tanaka, M. Kishimoto, T. Kaihori, K. Nagashima, and A. Sugiyama, “Demonstration of Submicrojoule, Spatially Coherent Soft-X-Ray Laser Pumped by 0.1 Hertz, 10 Joule, Picosecond Laser”, *Jpn J Appl Phys* **48**, 120212-120212-3 (2009).
- [31] M. Nishikino, Y. Ochi, N. Hasegawa, T. Kawachi, H. Yamatani, T. Ohba, T. Kaihori, and K. Nagashima, “Demonstration of a highly coherent 13.9 nm x-ray laser from a silver tape target”, *Rev. Sci. Instrum.*, **80**, 116102 (2009).
- [32] M. Nishikino, N. Hasegawa, T. Kawachi, H. Yamatani, K. Sukegawa, and K. Nagashima, “Characterization of a high-brilliance soft x-ray laser at 13.9 nm by use of an oscillator-amplifier configuration”, *Appl. Opt.* **47**, Issue 8, 1129- 1134 (2008).
- [33] N. Hasegawa, T. Kawachi, A. Sasaki, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, K. Nagashima, and Y. Kato, “Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation neon like manganese x-ray laser medium”, *Phys. Rev. A* **76**, 043805(5) (2007).
- [34] S. Namba, N. Hasegawa, M. Nishikino, T. Kawachi, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, Y. Ochi, K. Takiyama and K. Nagashima, “Enhancement of Double Auger Decay Probability in Xenon Clusters Irradiated with a Soft-X-Ray Laser Pulse”, *Phys. Rev Lett.* **99**, 043004(4) (2007).
- [35] Y. Ochi, N.Hasegawa, T. Kawachi, and K. Nagashima, “Development of a chirped pulse amplification laser with zigzag slab Nd:glass amplifiers dedicated to x-ray laser research”, *Appl. Opt.* **46**, Issue 9, 1500-1506 (2007).
- [36] S. Namba, N. Hasegawa, M. Nishikino, T. Kawachi, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, Y. Ochi, K. Takiyama and K. Nagashima, “Efficient electron heating in nitrogen clusters irradiated with intense femtosecond laser pulses”, *Phys. Rev. A* **73**, 013205 (2006).
- [37] Noboru Hasegawa, Tetsuya Kawachi, Maki Kishimoto, Kouta Sukegawa, Momoko Tanaka, Masataka Kado, Tai Renzhong, Yoshihiro Ochi, Masaharu Nishikino, Keisuke Nagashima, and Yoshiaki Kato, “Amplified high order harmonic light for high coherent x-ray laser”, *Proc. in X-Ray Lasers 2004*, edited by J. Zhang, IOP Conf. Proc. No. 186 Institute of Physics, London, pp. 273 (2004).
- [38] N. Hasegawa, T. Kawachi, T. Utsumi, A. Sasaki, M. Tanaka, M. Kado, K. Sukegawa, P. Lu, M. Kishimoto, R. Tai, K. Nagashima, M. Koike, H. Daido and Y. Kato, “High-Precision Measurement of the wavelength of a Nickel-like Silver X-ray laser”, *Jpn. J. App. Phys.*, **43**, Pt. 5A, L2519-2522 (2004).
- [39] K. Nagashima, M. Tanaka, M. Nishikino, M. Kishimoto, M. Kado, T. Kawachi, N. Hasegawa, Y.

- Ochi, K. Sukegawa, R. Tai, Y. Kato, "Development of a full spatial coherent x-ray laser at 13.9 nm", *Appl. Phys. B* **78**, 927-932 (2004).
- [40] T. Kawachi, A. Sasaki, M. Tanaka, M. Kishimoto, N. Hasegawa, K. Nagashima, M. Koike, H. Daido, Y. Kato, "Observation of strong soft-x-ray amplification at 8.8 nm in the transient collisional-excitation scheme", *Phys. Rev. A* **69**, 033805 (2004).
- [41] Y. Ochi, T. Kawachi, N. Hasegawa, A. Sasaki, K. Nagashima, K. Sukegawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, M. Nishikino, M. Kado, "Measurement of temporal duration of transient collisional excitation X-ray lasers", *Appl. Phys. B* **78**, 961-963 (2004).
- [42] Masaharu Nishikino, Momoko Tanaka, Yoshihiro Ochi, Maki Kishimoto, Ishino Masahiko, Noboru Hasegawa, Masataka Kado, Kota Sukegawa, Tetsuya Kawachi, Keisuke Nagashima, "Demonstration of a fully spatial coherent X-ray laser at 13.9 nm", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **10**(6), p.1382 - 1387, (2004).
- [43] M. Kishimoto, M. Tanaka, R. Tai, K. Sukegawa, M. Kado, N. Hasegawa, H. Tang, T. Kawachi, P. Lu, K. Nagashima, H. Daido, Y. Kato, K. Nagai, and H. Takenaka, "Development of soft X-ray microscopy system using X-ray laser in JAERI Kansai", *J. Phys. IV France* **104**, pp.141-143 (2003).
- [44] J. Kim, D-E. Kim, T. Kawachi, N. Hasegawa, K. Sukegawa, A. Iwamae, and T. Fujimoto, "Study of anisotropy of electron energy distribution of optical-field ionized oxygen plasma by using polarization spectroscopy", *Journal of optical society of Korea* **7**, 145-149 (2003).
- [45] M. Tanaka, M. Nishikino, T. Kawachi, N. Hasegawa, M. Kado, M. Kishimoto, K. Nagashima, Y. Kato, "X-ray laser beam with diffraction-limited divergence generated with two gain media", *Opt. Lett.* **28**, 1680-1682 (2003).
- [46] M. Nishikino, M. Tanaka, K. Nagashima, M. Kishimoto, M. Kado, T. Kawachi, K. Sukegawa, Y. Ochi, N. Hasegawa, Y. Kato, "Demonstration of a soft-x-ray laser at 13.9 nm with full spatial coherence", *Phys. Rev. A* **68**, 061802 (2003).
- [47] Tetsuya Kawachi, Masataka Kado, Momoko Tanaka, Noboru Hasegawa, Keisuke Nagashima, Kota Sukegawa, P. Lu, Kenjiro Takahashi, Shinichi Namba, Masato Koike, "Development of a pumping laser system for X-ray laser research", *Applied Optics*, **42**(12), p.2198 - 2205, (2003).
- [48] P. Lu, T. Kawachi, M. Kishimoto, K. Sukegawa, M. Tanaka, N. Hasegawa, M. Suzuki, R. Tai, M. Kado, K. Nagashima, H. Daido, Y. Kato, H. Fiedorowicz, A Bartnik, "Demonstration of a transient-gain nickel-like xenon-ion x-ray laser", *Opt. Lett.* **27**, 1911-1913 (2002).
- [49] M. Tanaka, T. Kawachi, M. Kado, N. Hasegawa, K. Sukegawa, P. Lu, K. Nagashima, Y. Kato, H. Takenaka, "Near field imaging of the transient collisional excitation Ni-like Ag x-ray laser", *Surface Review and Letters* **9**, 641-644 (2002).

- [50] T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, A. Sasaki, N. Hasegawa, A. V. Kilpio, S. Namba, K. Nagashima, P. Lu, K. Takahashi, H. Tang, R. Z. Tai, M. Kishimoto, M. Koike, H. Daido, Y. Kato, “Gain saturation of nickel-like silver and tin x-ray lasers by use of a table-top pumping laser system”, *Phys. Rev. A* **66**, 033815, 1-7 (2002).
- [51] R. Z. Tai, K. Namikawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, K. Sukegawa, N. Hasegawa, T. Kawachi, M. Kado, P. Lu, K. Nagashima, H. Daido, H. Maruyama, A. Sawada, M. Ando and Y. Kato, “Picosecond snapshot of the speckles from ferroelectric BaTiO₃ by means of x-ray lasers”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 257602 (2002).
- [52] P. Lu, Tetsuya Kawachi, M. Suzuki, Kota Sukegawa, Shinichi Namba, Momoko Tanaka, Noboru Hasegawa, Keisuke Nagashima, Hiroyuki Daido, Takashi Arisawa, “Demonstration of a transient high gain soft X-ray laser for neon-like Argon”, *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2*, 41(2A), p.L133 - L135, (2002).
- [53] Yoshiaki Kato, Hiroyuki Daido, Keisuke Nagashima, Tetsuya Kawachi, Noboru Hasegawa, Momoko Tanaka, H. Tang, R. Tai, P. Lu, Maki Kishimoto, “Progress in X-ray laser development at JAERI”, *AIP Conference Proceedings* **641**, pp. 31 - pp. 39, (2002).
- [54] N. Hasegawa, A. V. Kilpio, K. Nagashima, T. Kawachi, “Higher harmonics generation for the high coherent x-ray laser”, *Proc. SPIE vol.4505*, 204-210 (2001).
- [55] Y. Kato, A. Nagashima, K. Nagashima, M. Kado, T. Kawachi, M. Tanaka, N. Hasegawa, G. Sukegawa, S. Nanba, P. Lu, A. Sasaki, “X-ray laser development at Advanced Photon Research Center”, *J. Phys. IV France*, 11, Pr2-3 (2001).
- [56] T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, N. Hasegawa, A. Nagashima and Y. Kato, “Recombination plasma X-ray laser assisted by charge exchange recombination”, *J. Phys. IV France*, 11, Pr2-255 (2001).
- [57] M. Tanaka, T. Kawachi, M. Kado, N. Hasegawa, K. Sukegawa, A. Nagashima, Y. Kato, H. Takenaka, “Gain profile of transient collisional excitation x-ray laser”, *J. Phys. IV France*, 11, Pr2-55 (2001).
- [58] M. Kado, T. Kawachi, N. Hasegawa, M. Tanaka, K. Sukegawa, K. Nagashima, Y. Kato, “Transient collisional excitation x-ray laser generation with picoseconds laser pulses”, *J. Phys. IV France*, 11, Pr2-39 (2001).

著者略歴

長谷川 登 (ハセガワ ノボル)

1972年2月1日 群馬県生まれ

学歴

平成6年3月 電気通信大学電子物性工学科 卒業

平成6年4月 電気通信大学電子物性工学科博士前期課程 入学

平成8年3月 同上 修了

平成17年10月 電気通信大学電子物性工学科博士後期課程 入学

平成21年9月 同上 単位修得のうえ退学

職歴

平成9年4月 日本原子力研究所（現在の日本原子力研究開発機構）に入社。現在に至る。

研究歴

平成9年4月 日本原子力研究所東海研究所にて「高強度レーザー開発」に従事

平成11年6月 日本原子力研究所光量子科学研究センターにて「軟X線レーザーの研究」に従事

平成15年4月 同上にて「高強度高繰り返しレーザー研究」に従事

平成17年10月 日本原子力開発機構量子ビーム応用研究部門にて「コヒーレント軟X線の偏光制御に関する研究」に従事

平成19年4月 同上にて「コヒーレント軟X線の応用研究」に従事。現在に至る。