



Title	レーザー生成プラズマを利用した軟X線レーザーに関する研究
Author(s)	村井, 健介
Citation	大阪大学, 1994, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3094164
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

レーザー生成プラズマを利用した 軟X線レーザーに関する研究

平成5年度科学研究費補助金

特別研究員奨励費

平成6年3月

大阪大学レーザー核融合研究センター

特別研究員 村 井 健 介

内容梗概

本論文は、筆者が大阪大学レーザー核融合研究センターにおいて平成4年度および5年度に行なったレーザー生成プラズマを利用した軟X線レーザーに関する研究をまとめたものである。

軟X線レーザーは、従来のX線源と比較して単色性に優れ、高い輝度と高いコヒーレンスを有する軟X線源である。軟X線レーザーを使用すれば、光レーザーでは観測できない高い密度のプラズマの密度等の観測が可能となるので、例えばレーザー核融合研究における爆縮プラズマへの応用が期待される。また、波長2.3 ~ 4.4 nmの波長域は「水の窓 (water window)」と呼ばれ、水中の生体試料の動きや構造を観測できる領域である。このように軟X線レーザーの開発は、工学的および学問的に重要な意義をもっている。

原子番号が高くなると、 $\Delta n = 0$ 遷移 (主量子数 n の変化しない遷移) が軟X線波長域に現れ、高Zプラズマでは、この $\Delta n = 0$ 遷移がプラズマ中のエネルギー輸送に関係する。

また、現在の軟X線レーザーにおいても、課題は多く残されている。例えば、励起用光源としてレーザー核融合研究に使用する規模の大出力レーザーが必要であり、そのため研究機関は限られている。プラズマ中の電子密度勾配による軟X線レーザー光の屈折効果によって有効なプラズマ長が制限されることが予想される。電子衝突型軟X線レーザーの $J = 0-1$ 線に関して予測されている利得が得られていない。自然放射光増幅により発振する軟X線レーザー光は、無偏光でインコヒーレント光源に近い特性をもつと予想される。以上のような軟X線レーザー光の増幅を妨げている物理を明らかにし、照射条件の最適化、屈折効果の補償および複光路増幅による空間コヒーレンスの向上などにより軟X線レーザー光の高性能化と実用化が実現できると考えられる。

以上の研究背景から、レーザー生成プラズマから発生する軟X線スペクトルおよび軟X線レーザーの発生機構を理解し、軟X線レーザーの高利得長積の達成、空間コヒーレンスの向上、高効率化を中心に研究を行なった。本論文は、次の11章と付録より構成した。

第1章は緒論であり、軟X線レーザー光の特性と方式について述べた。

第2章では、高原子番号元素 ($Z \sim 80$) のレーザー生成プラズマから発生する軟X線スペクトルを、高波長分解で絶対光量計測した結果を示した。スペクトルに含まれるN殻放射の $\Delta n = 1$ 遷移および $\Delta n = 0$ 遷移について、非分離遷移群 (UTA) をもとに考察し、3 ~ 5 nm 付近に現れる2つのピークが $\Delta n = 0$ 遷移に起因することを明らかにした。

第3章では、短パルス KrF レーザー光を照射した電子再結合励起型水素様炭素イオンのバルマー α 線を用いた軟X線レーザーについて実験結果を示し、照射強度の非一様性が軟X線レーザー光の増幅に与える影響を考察した。

第4章では、短パルスガラスレーザー光を照射し生成したプラズマから発生する電子再結合励起型水素様ナトリウムイオンのバルマー α 線を用いた軟X線レーザーについて実験結果を示し、屈折効果が軟X線レーザー光の増幅に与える影響を考察した。

第5章では、電子衝突励起型ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーに関する実験結果を示した。5本のレーザー線の増幅特性を詳細に検討し、波長 19.6 nm の $J = 0-1$ 遷移線が他の遷移と比較して特徴的なふるまいをすることを述べた。実験結果を光路追跡計算をもとに考察し、利得発生のプラズマ条件を明らかにした。第6章では、ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの高性能化とその応用について述べた。屈折効果の補償を目的とした湾曲ターゲットの使用により、特に 19.6 nm 線について著しく強度が増加することを示した。また、湾曲ターゲットと平面多層膜軟X線反射鏡を使用した複光路増幅において、約 1 mrad のビーム発散角をもつ軟X線レーザービームの実現について述べた。

第7章では、軟X線レーザー光の空間コヒーレンスについて考察し、軟X線レーザービームがガウス型強度分布を有する準均質光源 (quasihomogeneous source) であるとの解析を与えた。また、第6章において複光路増幅によって得られた狭いビーム発散角が空間コヒーレンスの向上と密接に関係することを明らかにした。

第8章では、多層膜偏光反射鏡を用いて波長 19.6 nm 線の複光路増幅した実験結果について述べ、プラ

ズマ中のファラデー効果による偏光面の回転について考察した。

第9章では、短パルスダブルパルス増幅により波長 19.6 nm 線 ($J=0-1$) のみの選択的励起と高効率化が可能であることを述べた。

第10章では、校正した軟X線フィルムを用いて軟X線レーザー光のエネルギーを評価した。

第11章は結論であり、得られた研究成果をまとめ、本論文を総括した。

付録では、本論文でを使用した軟X線光学、コヒーレント光学、自然放射光増幅についてまとめた。

目次

第1章：緒論	1
[1.1] 軟X線レーザーの特性と工学的応用	
[1.2] 軟X線レーザー研究	
[1.3] 電子再結合励起型と電子衝突励起型軟X線レーザーの比較 参考文献	
第2章：レーザー生成高ZプラズマからのN殻放射	15
[2.1] はじめに	
[2.2] 実験	
[2.3] プラズマ条件と軟X線スペクトルのシミュレーション	
[2.4] N殻イオンの原子データ	
[2.5] 原子配置計算と実験データとの比較	
[2.6] まとめ 参考文献	
第3章：水素様炭素バルマー α 線レーザーに関する研究	30
[3.1] はじめに	
[3.2] シミュレーションコードによる予測	
[3.3] 実験	
[3.4] 実験結果と考察	
[3.5] まとめ	
第4章：水素様ナトリウムバルマー α 線レーザーに関する研究	40
[4.1] はじめに	
[4.2] 実験および実験結果	
[4.3] シミュレーションコードによる予測	
[4.4] 光路追跡計算による考察	
[4.5] まとめ 参考文献	
第5章：ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの増幅特性	46
[5.1] はじめに	
[5.2] 実験	
[5.3] 増幅特性	
[5.4] 考察	
[5.5] まとめ 参考文献	
第6章：湾曲ターゲットおよび複光路増幅による高輝度化	72
[6.1] はじめに	
[6.2] 湾曲ターゲットによる高輝度化	
[6.3] 複光路増幅による高輝度化および指向性の向上	
[6.4] まとめ	

参考文献

第7章：軟X線レーザー光の空間コヒーレンス	78
[7.1] はじめに	
[7.2] 軟X線レーザー光の空間コヒーレンス	
[7.3] 複光路増幅による空間コヒーレンスの向上	
[7.4] 軟X線レーザー光によるインラインホログラフィー	
[7.5] まとめ	
参考文献	
第8章：多層膜偏光ミラーを使用した複光路増幅	92
[8.1] はじめに	
[8.2] 実験および実験結果	
[8.3] 考察	
[8.4] まとめ	
参考文献	
第9章：短パルスダブルパルス照射による $J=0-1$ 遷移線の選択発振	99
[9.1] はじめに	
[9.2] 実験および実験結果	
[9.3] 考察	
[9.4] まとめ	
参考文献	
第10章：軟X線レーザー光のエネルギー計測	107
[10.1] はじめに	
[10.2] 実験および実験結果	
[10.3] 考察	
[10.4] まとめ	
参考文献	
第11章：結論	113
謝辞	118
業績目録	119
付録	
[付録A] 軟X線光学	A-1
[付録B] コヒーレント光学	B-1
[付録C] 自然放射光増幅	C-1

第1章：緒論

軟X線レーザー光は、従来の光源より高い輝度をもつコヒーレント単色軟X線源として工学および生物学への応用が期待されている。しかし、軟X線レーザーは、真空紫外、可視および赤外領域のレーザーと比較して反転分布の保持が難しく、そのため短時間に高エネルギー密度の励起が必要である。

1985年レーザー生成プラズマ中において軟X線の増幅が実証されて以来、電子衝突励起型軟X線レーザーの研究は急速に進展し、現在では「水の窓」波長域でも軟X線レーザーの発振が報告されている。また、このような短波長化への努力とともに、軟X線レーザーの高コヒーレント動作や飽和増幅も報告され、すでに応用実験が検討されている。

この章では、軟X線レーザー光の工学的および学問的意義について述べ、電子再結合励起型および電子衝突励起型軟X線レーザーを中心に特徴を述べる。

目次

[1.1] 軟X線レーザーの特性と工学的応用	2
A. 高密度プラズマの観測	
B. 生体試料の観測	
[1.2] 軟X線レーザーの研究	5
A. 電子再結合励起型軟X線レーザー	
(i) 遷移波長	
(ii) 反転分布の形成	
B. 電子衝突励起型軟X線レーザー	
(i) 遷移波長	
(ii) 反転分布の形成	
C. その他の軟X線レーザー	
[1.3] 電子再結合励起型と電子衝突励起型軟X線レーザーの比較	11
[1.4] 本論文の構成	13
参考文献	

[1.1] 軟X線レーザーの特性と工学的応用

軟X線レーザー光は、従来の光源（放射光やレーザープラズマX線源）より高い輝度をもつコヒーレント単色軟X線源である。スペクトル輝度 B (Spectral brightness) は、以下の式で定義され、通常 [光子数/発光時間・発光面積・ビーム発散角・帯域幅] の単位で表される。

$$B = \frac{N}{\Delta\tau \cdot \Delta A \cdot \Delta\Omega \cdot (\Delta\lambda / \lambda)} \quad (1-1)$$

ここで、 N は光子数、 $\Delta\tau$ [s] はパルス幅、 ΔA [mm²] は発光面積、 $\Delta\Omega$ [mrad²] はビーム発散角、 $\Delta\lambda/\lambda$ [0.01% BW] は帯域幅である。図 1.1 に従来の光源との輝度の比較を示す。軟X線レーザーは、現在の光源と比較して約7桁程度優れた輝度をもつ。従来の光源の輝度がプラズマや電子ビームの輝度温度で決まるのに対し、軟X線レーザー光はプラズマの温度をはるかに越えた輝度温度をもつ（数 keV のプラズマから発生する軟X線レーザー光でも数 GeV の輝度温度をもつ）。

軟X線レーザーの特徴として、

- (i) 波長が短い
- (ii) 高輝度である
- (iii) 高い干渉性をもつ

などが挙げられる。このような特性をもつ軟X線レーザー光に期待される重要な工学的応用は、高密度プラズマや生体試料等において、高速度で起こる現象を観測することである。

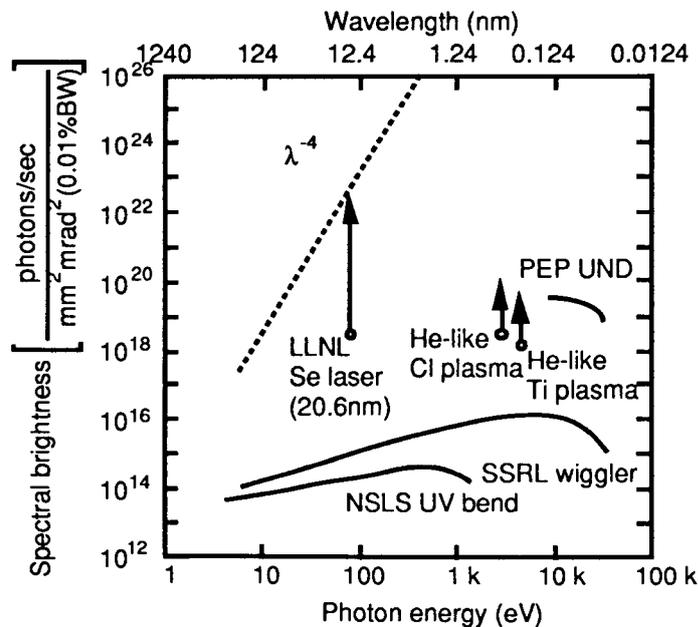


図 1.1 軟X線レーザーと従来の軟X線源（放射光やレーザープラズマX線源）の輝度の比較。破線は軟X線レーザーの理論限界を示している。（文献 [1] より）

A. 高密度プラズマの観測

光は、臨界電子密度以上のプラズマ中を伝播できない。レーザー核融合におけるダイナミックな高密度プラズマの密度測定をするためには高輝度の軟X線源（軟X線レーザー）が必要となる。波長 λ の光が侵入することのできるプラズマの臨界電子密度 n_c は、真空の誘電率 ϵ_0 、電子の電荷 e と質量 m 、光の波長 λ を用いて以下のように表される。

$$n_c = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m c^2}{e^2 \lambda^2} \quad (1-2)$$

λ (μm) として、 $n_c = 1.1 \times 10^{21} / \lambda^2$ (cm^{-3}) である。図 1.2 に軟X線の波長と臨界密度の関係を示す。例えば、波長 1 nm の軟X線は、約 10^{27} cm^{-3} の電子密度をもつプラズマの観測が可能となる。

プラズマの屈折率 η は臨界密度 n_c と電子密度 n_e を用いて次式で表せる。

$$\eta = \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{0.5} \quad (1-3)$$

レーザー生成プラズマは、電子密度勾配をもち、したがって屈折率に勾配をもつ。屈折率勾配をもつ媒質中の光路は、以下の式で表される [2]。

$$\frac{d}{ds} \left[\eta \left(\frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) \right] = \nabla \eta \quad (1-4)$$

ここで、 s は微小長さ、 \mathbf{r} は光線の方向ベクトルである。局所的な屈折の曲率半径 R は、電子密度勾配と臨界電子密度を用いて、以下のように表せる。

$$R = \frac{2 \cdot n_c}{\text{grad}(n_e)} \quad (1-5)$$

このように、レーザー生成プラズマ中の光は電子密度勾配によって屈折しながら伝播する。軟X線レーザー光が、長い線状プラズマ中を伝搬する際に屈折効果によって利得領域から逸脱すると、軟X線レーザー光は増幅しなくなる。

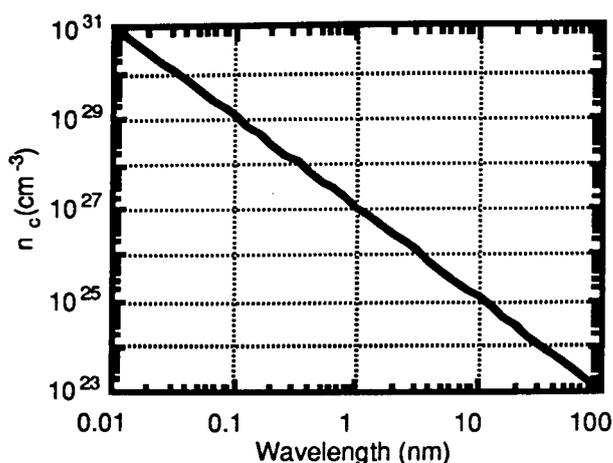


図 1.2 軟X線の波長とプラズマの臨界電子密度の関係。波長の2乗に反比例する。

B. 生体試料の観測

炭素と酸素の K 吸収端の間にある「水の窓 (water window)」と呼ばれる波長領域 (2.3 ~ 4.4 nm) では、図 1.3 に示されるように水に含まれる酸素の吸収断面積が比較的小さく、生物の主な構成要素である炭素の吸収断面積が大きい。この波長域内の軟X線レーザーを利用すれば、水中の生体試料を生きたまま高いコントラストで観測でき、生物学に大きく寄与する可能性をもっている。

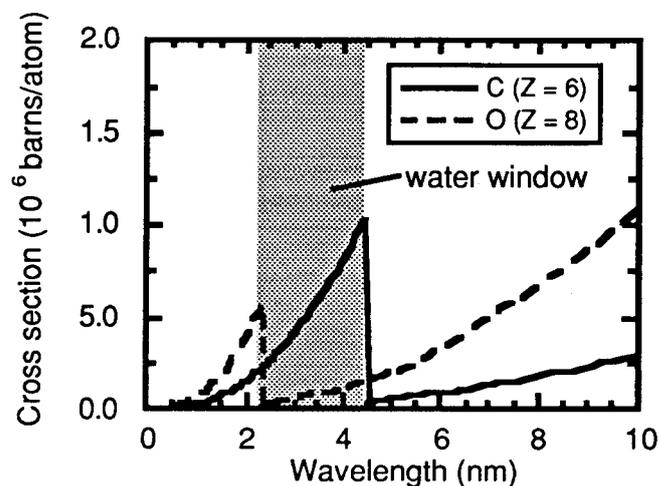


図 1.3 炭素および酸素原子の吸収断面積の波長依存性。「水の窓 (water window)」波長域を斜線で示す。

[1.2] 軟X線レーザーの研究 [2]

レーザー生成プラズマを利用した電子再結合励起型や電子衝突励起型軟X線レーザーにより、1985年に軟X線の増幅が報告されている [3,4]。これらのうち、現在最も成功している軟X線レーザーは電子衝突励起型である。この方式では、すでに飽和増幅 [5] や「水の窓」波長域での増幅 [6] などに成功し、スペクトル幅 [7] やスペクトルの超微細構造 [8] が研究されている。さらに、「水の窓」波長域の軟X線レーザー光を利用した生体試料の観察が報告されている [9]。電子再結合励起型では、電子衝突励起型と比較して高い利得長積の報告はない。

以下に、今までに提案または実験されている軟X線レーザーの方式について述べる。

A. 電子再結合励起型軟X線レーザー (Electron recombination-pumped soft-x-ray laser)

図 1.4 に示すように、電子再結合励起型軟X線レーザーは、低温 (~ 10 eV) のプラズマ中の電子が再結合過程によりイオンと再結合する際に、イオンの励起準位間に反転分布を形成することを利用したものである。電子再結合励起型軟X線レーザーには、水素様イオンやリチウム様イオンを利用したものがある。水素様イオンにおいては、3d-2p 遷移間に反転分布が生じることを利用している [10]。また、リチウム様イオンにおいては、4f-3d または 5f-3d 遷移間に反転分布が生じることを利用している [11]。磁場中の水素様イオン炭素バルマー α 線 (18.2 nm) において利得長積約 8 が得られている [4,12]。

Electron recombination-pumped x-ray laser

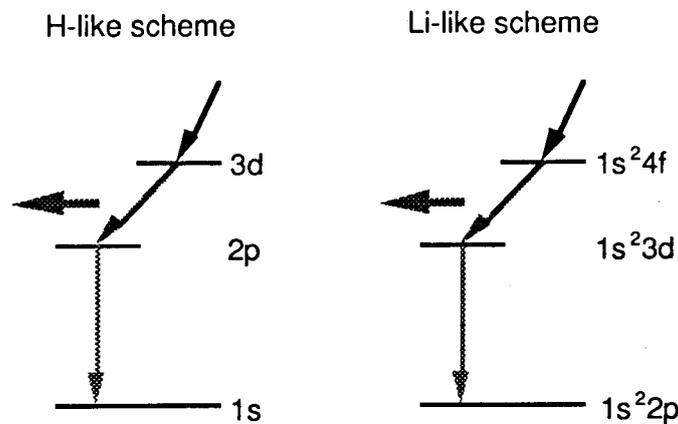


図 1.4 電子再結合励起型軟X線レーザー：(左) 水素様イオンまたは (右) リチウム様イオンの $\Delta n = 1$ 遷移を利用している。

(i) 遷移波長

水素様イオンから発生するバルマー α 線 (3d-2p) の遷移波長は、原子番号の 2 乗に反比例する。例えば、水素様炭素イオンのバルマー α 遷移 (3d-2p) およびバルマー β 遷移 (4d-2p) の遷移波長は以下ようになる。(付録 C 参照)

バルマー α 遷移：18.2 nm

バルマー β 遷移：13.5 nm

また、リチウム様イオン（基底状態の電子配置 $1s^2s$ ）の場合、リチウム様イオンの最外殻電子は内殻電子（ $1s^2$ ）の遮蔽効果を受けるために補正が必要であるが、遷移波長はほぼ原子番号の2乗に反比例する。リチウム様アルミニウムイオン（ $Z=13$ ）の場合は以下の波長である。

$$1s^24f-1s^23d \text{ 遷移: } 15.5 \text{ nm}$$

$$1s^25f-1s^23d \text{ 遷移: } 10.7 \text{ nm}$$

(ii) 反転分布の形成

水素様炭素バルマー α 線軟X線レーザーの場合、レーザー遷移（ $3d-2p$ ）の寿命（ ~ 10 ps）と比較して下準位から基底準位の遷移（ $2p-1s$ ）の寿命（ ~ 0.1 ps）が短いので反転分布の生成が可能である。また、これらの遷移間に反転分布が生じるためには、放射損失を上回る率で上準位への電子の供給が必要である。プラズマ中の再結合過程を促進するため、レーザー遷移の自然発光寿命より短いパルスでプラズマを急加熱し、急冷却する必要がある。また、プラズマの電子密度が、遷移の上準位が thermal limit となる電子密度 n_{TL} より低くならなければならない。この電子密度 n_{TL} (cm^{-3}) は、Griem らによって与えられている [13]。

$$n_e = 7 \times 10^{18} \left(\frac{kT_e}{Z^2 E_H} \right)^{0.5} \frac{Z^7}{n^{8.5}} \quad (1-6)$$

ここで、 k は Boltzmann 定数、 T_e はプラズマの電子温度、 Z は原子番号、 n は主量子数（上準位の主量子数）、 E_H は水素の電離エネルギー（ $E_H = \text{Ry} = 13.6 \text{ eV}$ ）である。例えば、水素様炭素バルマー α 線レーザーの場合は、 $Z=6$ 、 $n=3$ であり、 $T_e = 10$ (eV) と仮定すると、 $n_e \sim 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ となる。このようなプラズマ状態を実現するために現在用いられている方法は、短パルスレーザー照射によって高密度のプラズマを生成し、それに続く断熱膨張を利用した急冷によって低温プラズマを形成する方法である。この方法では、照射レーザー光のパルス幅（および波長）や急冷を実現するターゲット構造が効率的な増幅の鍵となる。

B. 電子衝突励起型軟X線レーザー（Electron collisional-excitation soft-x-ray laser）

Electron collisional-excitation x-ray laser

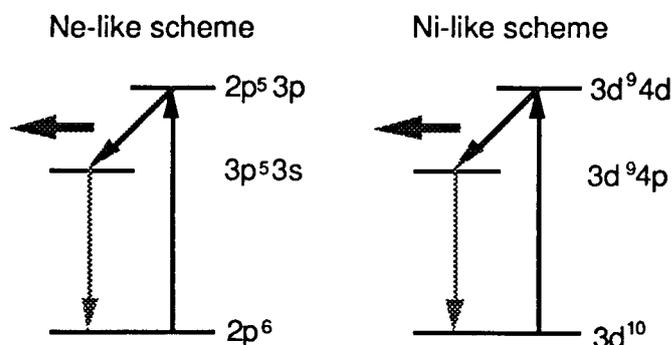


図 1.5 電子衝突励起型軟X線レーザー：（左）ネオン様イオンまたは（右）ニッケル様イオンの $\Delta n = 0$ 遷移を利用している。

電子衝突励起型軟X線レーザーには、ネオン様イオンやニッケル様イオンを利用したものがある。電子衝突励起型では、高温（～1 keV）のプラズマ中における電子衝突により基底状態のイオンが励起状態に励起され、下準位寿命が短いときに反転分布が形成される。レーザー上準位と基底準位間の光学遷移は遷移則により起こらないために、プラズマ中で反転分布は準定常的に形成される。

図 1.5 に示すように、ネオン様イオン（電子配置 $1s^2 2s^2 2p^6$ ）による電子衝突励起型軟X線レーザーは、 $3p-3s$ 遷移間に反転分布が生じる。また、ニッケル様イオン（電子配置 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10}$ ）による軟X線レーザーは、 $4d-4p$ 遷移間に反転分布が生じる。

(i) 遷移波長

電子衝突励起型では、レーザー媒質として比較的原子番号の大きい元素が選ばれる。このため、電子再結合励起型（ $\Delta n = 1$ 遷移を使用）と異なりイオンの $\Delta n = 0$ 遷移を利用する。電子衝突励起型では、主量子数や方位量子数の同じ準位（例えば $3p$ 準位）でもエネルギーが大きく違うため、反転分布の形成が期待される遷移の波長は広い波長域に存在する。例えば、ネオン様ゲルマニウムのレーザー遷移（ $3p-3s$ 遷移）は、約 8 nm の波長範囲に広がっている。また、ニッケル様ユーロピウムのレーザー遷移（ $4d-4p$ 遷移）は、波長範囲が約 4 nm である。電子再結合励起型と同様に、原子番号が増加すると軟X線レーザーの波長が短くなる。（図 1.7 参照）

(ii) 反転分布の形成

電子衝突励起型において反転分布が生じるためには、電子衝突によって基底準位から上準位へイオンが励起されなければならない。ネオン様イオンを利用した軟X線レーザーの場合、最適な電子密度は以下のように入与えられている [1]。

$$(N_e)_{opt} = 4 \times 10^{15} (Z - 9)^{3.75} \quad (1-7)$$

例えば、ネオン様ゲルマニウム（ $Z = 32$ ）では約 $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の領域に利得が発生する。電子密度が高いほど電子衝突は促進される。しかし、電子密度が更に高くなると、利得は衝突平衡により急激に減少する。この上限は最適値の約 2 倍の電子密度である。

上準位への電子衝突励起が効率的に行なわれるため電子温度は高い方が望ましいが、高くなりすぎると高電離状態に移行し、純粋な電子衝突励起と再結合過程による励起が混在した状態となる。電子衝突励起型プラズマ状態を実現するために現在用いられている方法は、比較的長いパルスレーザー照射によってプラズマを生成する方法である。この方法では、大出力の励起光源が要求されるので、核融合研究用に開発された光出力レーザーなどが使用されている。波長 λ (nm) の軟X線レーザー遷移に利得を発生するために励起レーザーに要求されるおおよその照射強度 I (W/cm^2) は、ネオン様イオンおよびニッケル様イオンを利用する場合、それぞれ以下の式で与えられる [6]。

$$I_{Ne} \sim 1.2 \times 10^{16} (\lambda / 4.5)^{-3.5} \quad (1-8a)$$

$$I_{Ni} \sim 2.5 \times 10^{14} (\lambda / 4.5)^{-3.5} \quad (1-8b)$$

例えば、ネオン様ゲルマニウムにより波長 20 nm を発振させるためには約 $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ の照射強度が必要

となる。実際は、 10^{13} W/cm² 程度の照射強度から利得が発生する。詳細な実験条件と結果を、表 1.1 と表 1.2 に示す。ニッケル様イオンを利用する場合には、右辺の係数が約 50 分の 1 になる。

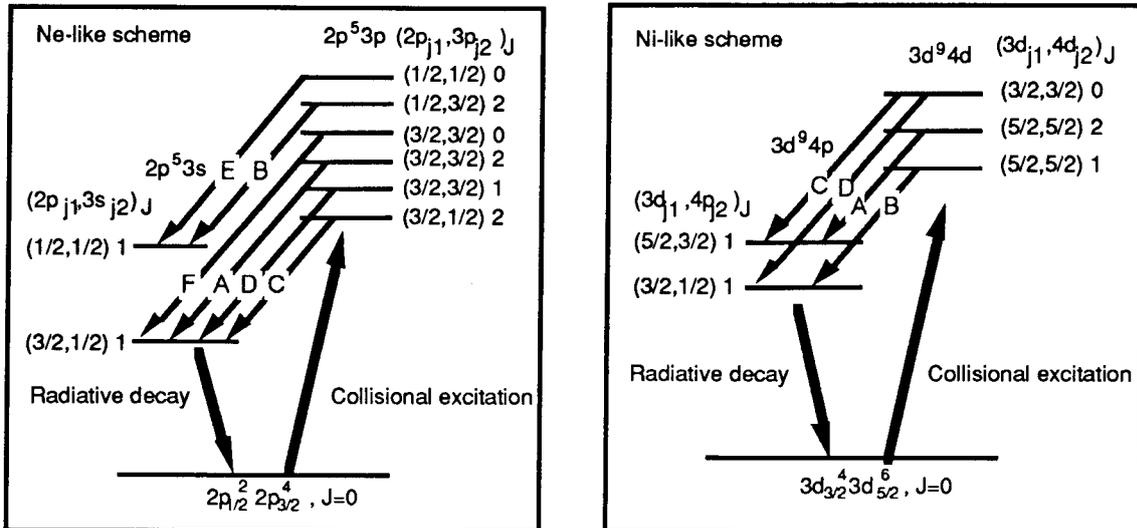


図 1.6 電子衝突励起型軟 X 線レーザーのエネルギー準位とレーザー遷移：
 (左) ネオン様イオン、(右) ニッケル様イオンを利用した方式。

表 1.1 ニッケル様イオンを用いた電子衝突励起型軟 X 線レーザーの実験例

	遷移 ¹⁾	波長 (nm)	利得係数 (cm ⁻¹)	g·l ²	照射条件	ターゲット	参考文献
Eu (Z = 63)	A	10.039	0.08	-	Nova(LLNL) 7×10 ¹³ W/cm ² 0.53μm, 1 ns	3.5cm-long foil 50μg/cm ² EuF ₂ on 10μg/cm ² CH	[14]
	B	10.456	-0.07	-			
	C	7.100	1.11	4			
	D	6.583	0.61	-			
Yb (Z = 70)	A	8.107	-	-	Nova(LLNL) 1.4×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 1 ns	1.7cm-long foil 100μg/cm ² Yb on 10μg/cm ² CH	[15]
	B	8.441	-1.0	-			
	C	5.611	1.1	-			
	D	5.023	1.2	-			
Ta (Z = 73)	A	7.442	-	-	Nova(LLNL) 4.6×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 0.5ns	1.7cm-long foil 127μg/cm ² Ta on 24μg/cm ² Lexan	[16]
	B	7.747	-	-			
	C	5.097	-	-			
	D	4.483	1.6	-			
W (Z = 74)	A	7.240	-	-	Nova(LLNL) 3.1×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 0.5ns	3 cm-long foil 89μg/cm ² W on 20μg/cm ² Lexan	[16]
	B	7.535	-	-			
	C	-	-	-			
	D	4.3185	2.6	7			
Au (Z = 79)	A	-	-	-	Nova(LLNL) 5.6×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 0.5ns	1.26cm-long foil 140μg/cm ² W on 20μg/cm ² Lexan	[6]
	B	-	-	-			
	C	4.208	-	-			
	D	3.560	2.2	2.8			

1) 図 1.6 参照

2) 利得長積：利得 (g) × プラズマ長 (l)

表 1.2 ネオン様イオンを用いた電子衝突励起型軟X線レーザーの実験例 (I)

	遷移 ¹⁾	波長 (nm)	利得係数 (cm ⁻¹)	g·l ²⁾	照射条件	ターゲット	参考文献
Ti (Z = 22)	A	45.94	unlasing	-	GDL(LLE) or Nova(LLNL) 1.7×10 ¹³ W/cm ² 0.53μm, 0.6ns	3.8 cm-long Ti slab	[17]
	B	47.21	unlasing	-			
	C	50.88	-	-			
	D	47.32	-	-			
	E	32.65	2~3	-			
	F	-	-	-			
Cu (Z = 29)	A	27.931	1.7	-	Pharos III(NRL) ~1×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 1-2ns	1.5cm-long foil 100nm Cu on 120 nm Formvar	[18]
	B	28.467	1.7	-			
	C	-	-	-			
	D	-	-	-			
	E	22.111	2.0	-			
	F	-	-	-			
Zn (Z = 30)	A	26.232	2.0	-	Pharos III(NRL) ~1×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 1-2ns	2 cm-long Zn slab	[18]
	B	26.723	2.0	-			
	C	-	-	-			
	D	-	-	-			
	E	21.217	2.3	-			
	F	-	-	-			
Ga (Z = 31)	A	24.670	-	-	Pharos III(NRL) ~1×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 1-2ns	1 cm-long GaAs slab	[18]
	B	25.111	-	-			
	C	-	-	-			
	D	-	-	-			
	E	-	-	-			
	F	-	-	-			
Ge (Z = 32)	A	23.224	4.1	-	Pharos III(NRL) ~1×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 1-2ns	1.5cm-long Ge slab	[18]
	B	23.626	4.1	-			
	C	28.646	-	-			
	D	24.732	-	-			
	E	19.606	3.1	-			
	F	-	-	-			
Ge (Z = 32)	A	23.2	3.7	-	VULCAN(RAL) ×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 0.9ns	3.2cm-long Ge slab	[19]
	B	23.6	3.8	-			
	C	28.7	3.0	-			
	D	24.7	2.2	-			
	E	19.6	2.7	-			
	F	-	-	-			

1) 図 1.6 参照

2) 利得長積：利得 (g) × プラズマ長 (l)

表 1.2 ネオン様イオンを用いた電子衝突励起型軟X線レーザーの実験例 (II)

	遷移 ¹⁾	波長 (nm)	利得係数 (cm ⁻¹)	g·l ²⁾	照射条件	ターゲット	参考文献
As (Z = 33)	A	21.884	-	-	Pharos III(NRL) ~1×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 1-2ns	1 cm-long GaAs slab	[18]
	B	22.256	5.4	-			
	C	-	-	-			
	D	-	-	-			
	E	-	-	-			
	F	-	-	-			
Se (Z = 34)	A	20.6	5.5	6.5	Nova(LLNL) 5×10 ¹³ W/cm ² 0.53μm, 0.45ns	1.1cm-long foil 75nm Se on 150nm Formvar	[3]
	B	20.9	5.5	6.5			
	C	26.294	-	-			
	D	22.028	-	-			
	E	18.243	-	-			
	F	-	-	-			
Se (Z = 34)	A	20.638	4.9	-	Pharos III(NRL) ~1×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 1-2ns	1 cm-long foil 100 nm-thick Se on 120 nm-thick Formvar(C ₁₁ H ₁₈ O ₅)	[18]
	B	20.978	4.9	-			
	C	26.294	-	-			
	D	22.028	-	-			
	E	18.243	2.6	-			
	F	-	-	-			
Sr (Z = 38)	A	16.41	4.4	-	Nova(LLNL) 1.3×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 0.5ns	2.2cm-long foil 80μg/cm ² SrF ₂ on 1μg/cm ² CH	[20]
	B	16.65	4.0	-			
	C	-	-	-			
	D	-	-	-			
	E	15.98	-	-			
	F	13.30	-	-			
Y (Z = 39)	A	15.50	5.3	20	Nova(LLNL) 1.5×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 0.5ns	3.8cm-long foil 90nm Y on 100nm plastic	[21]
	B	15.71	-	-			
	C	-	-	-			
	D	-	-	-			
	E	(15.50)	-	-			
	F	-	-	-			
Mo (Z = 42)	A	13.10	4.1	-	Nova(LLNL) 4×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 0.5ns	1.73cm-long foil 74μg/cm ² Mo ₂ N on 14μg/cm ² Formvar	[22]
	B	13.27	4.2	-			
	C	-	-	-			
	D	13.94	2.9	-			
	E	14.16	-	-			
	F	10.64	2.2	-			
Ag (Z = 47)	A	9.9365	9.4	-	Nova(LLNL) 8.6×10 ¹⁴ W/cm ² 0.53μm, 0.5ns	0.89cm-long foil ~160μg/cm ² Ag on 24μg/cm ² Lexan	[23]
	B	10.0377	6.4	-			
	C	12.2980	-	-			
	D	10.5079	-	-			
	E	8.1563	-	-			
	F	-	-	-			

1) 図 1.6 参照

2) 利得長積：利得 (g) × プラズマ長 (l)

C. その他の軟X線レーザー[11]

(i) 光電離型軟X線レーザー

この方式では、レーザー生成プラズマからのX線照射によって媒質を内殻電離し、反転分布が形成される。レーザー媒質としてはXeやKrなどの中性ガスやCs蒸気などが使用されている [24,25]。この方式では、すでに進行波励起を使用することによって飽和増幅が得られている。レーザー媒質の励起に使用される励起レーザーや固体ターゲットには、軟X線レーザー媒質であるガスを電離するのに必要なしきい値以上のエネルギーをもつ軟X線を発生することが要求される。例えば、Xe オージェレーザー（波長 108.9 nm）においては、このしきい値は約 75 eV (16.5 nm) である。この要求を満たすレーザープラズマ軟X線源は比較的簡単に得られる。しかし、この方式によって20 nm 程度の波長で利得の発生を得るためには、軟X線レーザー媒質にLiなどの気体（蒸気）を使用することが必要になるので技術的課題が残されている。

(ii) 高調波発生

高強度パルスレーザーと中性または電離気体との相互作用の結果として、高調波の発生が報告されている。最近になって、高調波光の強度が次数が変化しても1桁程度の範囲でしか変化しない平坦部（プラトー）が見いだされた。この方式の最大の特徴はコヒーレントな光が得られることである。観測されているコヒーレント光の最短波長はTi:Al₂O₃ レーザー（波長 806 nm）の109次（波長 7.4 nm） [26] であり、高調波の最大次数はNd:glass レーザー（波長 1053 nm）の135次（波長 7.8 nm） [27] が得られている。

(iii) 光電場イオン化（Optical Field Ionization）による軟X線レーザー

短パルス高強度レーザーを集光して得られる高い照射強度から生じる強い電場によりイオンが電離され、低温のプラズマが形成される。このような低温プラズマにおける電子再結合励起型軟X線レーザーにおいて基底準位レーザーの実験が行なわれ、増幅が観測されている [28]。

[1.3] 電子再結合励起型と電子衝突励起型軟X線レーザーの比較

現在、電子再結合励起型軟X線レーザーでは、原子番号の低い元素が使用され、電子衝突励起型では原子番号の高い元素が使用されている。図 1.7 に原子番号と軟X線レーザーの遷移波長の関係を示した。物質の原子番号が増加すると主量子数が変化する遷移 ($\Delta n = 1$ 遷移) ではなく、同じ主量子数内の遷移 ($\Delta n = 0$ 遷移) によって軟X線レーザーが可能となる。ニッケル様金イオン ($Z = 79$) には、「水の窓」波長域にレーザー遷移があることがわかる。

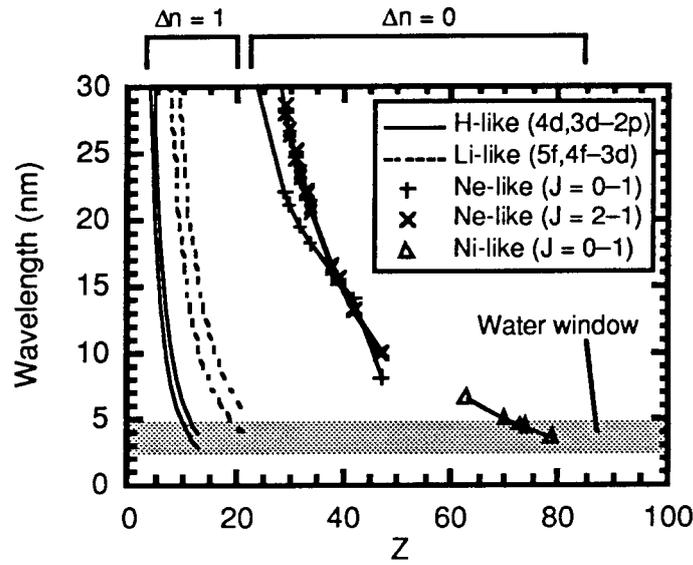


図 1.7 物質の原子番号と反転分布が可能な遷移の関係。原子番号が大きくなるにつれて、 $\Delta n = 1$ 遷移から $\Delta n = 0$ 遷移を利用している。

電子再結合励起型と電子衝突励起型軟X線レーザーでは、利得の発生するプラズマ条件が違う。図 1.8 に電子再結合励起型と電子衝突励起型軟X線レーザーにおける利得の空間分布の模式図を示す。電子再結合励起型軟X線レーザーでは、利得は狭い領域に発生し高い吸収を示す領域を高密度側に伴っている。電子衝突励起型軟X線レーザーでは、利得は比較的広い領域にわたって発生する。

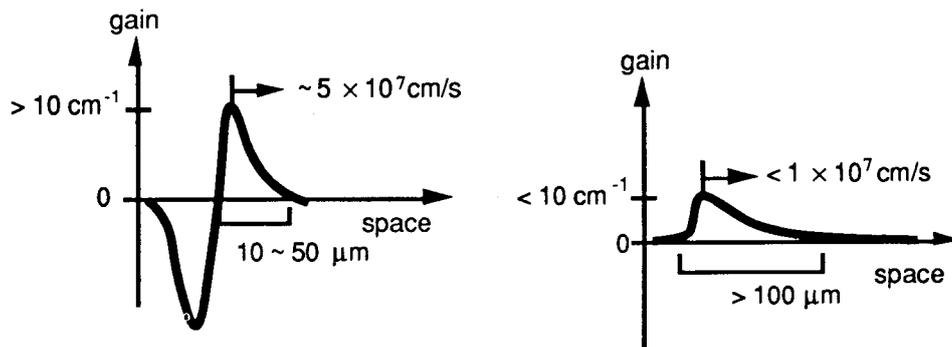


図 1.8 典型的な電子再結合励起型と電子衝突励起型軟X線レーザーの利得の空間分布の模式図：（左）電子再結合励起型軟X線レーザー（水素様炭素バルマー α 線）と（右）電子衝突励起型軟X線レーザー（ネオン様ゲルマニウム）を例にした。

[1.4] 本論文の構成

本論文は11章と付録より構成される。それぞれの章における実験および考察は、以下に示す環境で実施された。考察に用いた流体計算および原子物理計算には共同研究によるものが多数含まれている。

第2章では、大阪大学レーザー核融合研究センターの激光モジュールII号(GMII)ガラスレーザーシステムを用いた実験の結果について述べている。筆者は、レーザー生成高Zプラズマから発生する軟X線スペクトルの高波長分解絶対光量計測を担当している。スペクトルに含まれるN殻放射の $\Delta n=1$ 遷移および $\Delta n=0$ 遷移は、M.Finkenthal教授(イスラエルヘブライ大学ラカー研究所)により非分離遷移群(UTA)をもとに考察された。実験結果を、一次元流体コードILESTA-1Dの計算結果を用いて、 ℓ スプリットングの効果を含めた軟X線スペクトルの計算結果(西川亘氏;岡山大学)をもとに考察している。

第3章では、英国ラザフォードアップルトン研究所の短パルスKrFラマンレーザーシステム(SPRITE)を用いた再結合励起型水素様炭素バルマー α 線レーザー実験の結果について述べている。J.Zhang氏(ラザフォード研究所)による一次元流体コードMEDUSA 102による利得の計算結果をもとに、実験結果を考察している。この実験は、大阪大学と英国ラザフォード研究所との日英共同研究として実施された。

第4章では、大阪大学レーザー核融合研究センターの激光XII号ガラスレーザーシステムを用いた短パルスガラスレーザー照射による再結合励起型水素様ナトリウムバルマー α 線レーザー実験の結果について述べている。G.J.Pert教授(英国ハル大学)によりなされたプラズマと利得の計算結果をもとに、光路追跡計算により実験結果を考察している。

第5章から第10章では、大阪大学レーザー核融合研究センターの激光XII号ガラスレーザーシステムを用いた電子衝突型ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザー実験の結果について述べている。実験結果は、3つの実験(IM-07-GXII、IP-05-GXII、IQ-02-GXII)に基づいている。これらの実験の一部(IM-07,IP-05)は、大阪大学と英国ラザフォード研究所との日英共同研究として実施された。実験結果を、一次元流体コードILESTA-1Dの計算結果をもとに光路追跡や利得領域などについて考察している。

参考文献

- [1] R.C.Elton, *X-ray Lasers* (Academic Press, Boston, 1991).
- [2] レーザー研究 21 (1993) p.7.
- [3] D.L.Matthews, P.L.Hagelstein, M.D.Rosen, M.J.Eckart, N.M.Ceglio, A.U.Hazi, H.Medecki, B.J.MacGowan, J.E.Trebes, B.L.Whitten, E.M.Campbell, C.W.Hatcher, A.M.Hawryluk, R.L.Kauffman, L.D.Pleasant, G.Rambach, J.H.Scofield, G.Stone, and T.A.Weaver, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 110.
- [4] S.Suckewer, C.H.Skinner, H.Milchberg, C.Keane, and D.Voorhees, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1753.
- [5] A.Carillon, H.Z.Chen, P.Dhez, L.Dwivedi, J.Jacoby, P.Jaegle, G.Jamelot, J. Zhang, M.H.Key, A.Kidd, A.Klisnick, R.Kodama, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, D.Neely, P.Norreys, D.O'Neill, G.J.Pert, S.A.Ramsden, J.P.Raucourt, G.J.Tallents, and J.Uhomobhi, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2917.
- [6] B.J.MacGowan, L.B.DaSilva, 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, and R.S.Walling, *Phys. Fluids B* **4** (1992) 2326.
- [7] J.A. Koch, B.J.MacGowan, L.B.DaSilva, D.L.Matthews, J.H.Underwood, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3291.
- [8] J.Nilsen, J.A.Koch, H.Scofield, B.J.MacGowan, J.C.Moreno and L.B.DaSilva, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 3713.
- [9] J.E.Trebes, K.A.Nugent, S.Mrowka, R.A.London, T.W.Barbee, M.R.Carter, J.A.Koch, B.J.MacGowan, D.L.Matthews, L.B.DaSilva, G.F.Stone, and M.D.Feit, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 588.
- [10] M.Grande et al, *Opt. Commun.* **74** (1990) 309.
- [11] T.Hara et al, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28** (1989) L1010.
- [12] S.Suckewer et al, *Phys.Rev.Lett.* **57** (1986) 1004.

- [13] H.R.Griem, *Plasma Spectroscopy*, p.148 (MacGrow-Hill, New York, 1964).
- [14] B.J.MacGowan, S.Maxon, P.L.Hagelstein, C.J.Keane, R.A.London, D.L.Matthews, M.D.Rosen, J.H.Scofield, and D.A.Whelan, "Demonstration of soft-x-ray amplification in nikkel-like ions", *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2157.
- [15] B.J.MacGowan, S.Maxson, C.J.Keane, R.A.London, D.L.Matthews, and D.A.Whelan, *J. Opt. Soc. Am. B* **5** (1988) 1858.
- [16] B.J.MacGowan, S.MaXson, 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, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 420.
- [17] T.Boehly, M.Russotto, R.S.Craxton, R.Epstein, B.Yaakobi, L.B.DaSilva, J.Nilsen, E.A.Chanler, D.J.Fields, B.J.MacGowan, D.L.Matthews, J.H.Scofield, and G.Shimkaveg, *Phys. Rev. A* **42** (1990) 6962.
- [18] E.A.McLean, T.N.Lee, J.A.Stamper, C.K.Manka, and H.R.Griem, "Measurements on collisionally excited soft-x-ray lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **9** (1992) 350.
- [19] D.M.O'Neill, C.L.S.Lewis, D.Neely, J.Uhomoibhi, M.H.Key, A.MacPhee, G.J.Tallents, S.A.Ramsden, A.Rogoyski, E.A.McLean, and G.J.Pert, *Opt. Comm.* **75** (1990) 406.
- [20] C.J.Keane, D.L.Matthews, M.D.Rosen, T.W.Phillips, B.J.MacGowan, and B.L.Whitten and M.Lewis-Jacquet, J.L.Bourgade, A.DeCoster, S.Jacquemot, D.Naccache, and G.Thiell, *Rhys. Rev. A* **42** (1990) 2327.
- [21] L.B.DaSilva, B.J.MacGowan, J.A.Koch, R.A.London, D.L.Matthews, and J.H.Underwood, "Power measurement of a saturated yttrium x-ray laser", *Opt. Lett.* **18** (1993) 1174.
- [22] B.J.MacGowan, M.D. Rosen, M.J.Eckart, P.L.Hagelstein, D.L.Matthews, D.G.Nilsen, T.W.Phillips, J.H.Scofield, G.Shimkaveg, J.E.Trebes, R.S.Walling, B.L.Whitten, and J.G.Woodworth, *J. Appl. Phys.* **61** (1987) 5243.
- [23] D.J.Fields, R.S.Walling, G.M.Shimkaveg, B.J.MacGowan, L.B.DaSilva, J.H.Scofield, A.L.Osterheld, T.W.Phillips, M.D.Rosen, D.L.Matthews, W.H.Goldstein, and R.E.Stewart, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 1606.
- [24] M.Sher et al, *J.Opt.Soc.Am.B*, **8** (1991) 114.
- [25] C.P.J.BarTy st al, *Phys.Rev.Lett.* **61** (1988) 2201.
- [26] J.J.Macklin, J.D.Kmetec, and C.L.Gordon III, in QELS'92, Postdeadline papers (OSA, Washington D.C., 1992) p.18, *Phys. Rev.Lett.*(in submission)
- [27] A.L'Huillier and Ph.Balcou, *Phys.Rev.Lett.*(in submission).
- [28] Y.Nagata, K.Midorikawa, S.Kubodera, M.Obara, H.Tashiro and K.Toyoda, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3774.

第2章：レーザー生成高ZプラズマからのN殻放射

この章では、レーザー生成高Z元素プラズマからのN殻放射について検討する。N殻放射の中で特にニッケル様イオンの $\Delta n=0$ 遷移は、反転分布を形成することが知られている。しかし、 $\Delta n=0$ 遷移に起因する輻射輸送やX線スペクトルは、ようやく最近になってUTA (Unresolved Transition Array) 手法などを用いて定量的に評価されるようになってきた。

実験では、同電子配位からの軟X線発光系列を調べるために、平面ターゲットにガラスレーザー光の3倍高調波(波長351 nm)を照射強度約 4×10^{14} W/cm²で照射し、タングステン(W; Z=74)、金(Au; Z=79)、鉛(Pb; Z=82)、ビスマス(Bi; Z=83)からの軟X線スペクトル(波長10~60 Å)を高波長分解斜入射分光器で計測した。また、透過型回折格子分光器を使用し、斜入射分光器の分光透過率を較正して、X線変換効率を決定した。

観測されたX線スペクトルを解析するために、30個の電子配位(Ga様イオン $4d^24p$ からNd様イオン $4d^{10}4f^4$)のN殻遷移($\Delta n=0$ と $\Delta n=1$)に対する準位および遷移確率をUTA手法を用いて計算し、実験結果と比較した。また、実験結果を新しいオバシティーモデルによる原子物理パッケージと結合した流体コードによって解析した。解析結果によると 10^{14} W/cm²程度の照射強度の場合、発光に寄与する電子配位は、主に $4p^64d^0$ ($n \geq 5$)および $4d^{10}4f^n$ ($n \leq 5$)配位における4-4遷移(200~400 eV; 60~30 Å)と4-5遷移(600~800 eV; 20~15 Å)であることが明らかになった。

本研究において、筆者は実験結果を提供し、実験結果の解析は共同研究者のFinkenthal教授により行なわれた。

目次

[2.1] はじめに	16
[2.2] 実験	16
[2.3] プラズマ条件と軟X線スペクトルのシミュレーション	20
[2.4] N殻イオンの原子データおよび実験結果との比較	22
I. $\Delta n=0$ 遷移	
II. $\Delta n=1$ 遷移	
III. 波長域 30 ~ 50 Å	
IV. 波長域 10 ~ 30 Å	
[2.5] まとめ	29
参考文献	

[2.1] はじめに

レーザー光照射で生成される高Zプラズマから発光する軟X線スペクトルに関する研究は、慣性核融合（ICF; Innertial Confiment Fusion）、X線レーザー、軟X線光源の探索などに重要な意義をもっている。従来、レーザー生成高Zプラズマの軟X線分光研究は、比較的波長分解能が低い分光器によって行なわれ、主に総合変換効率が見積もられ、照射レーザー波長と変換効率のスケージングが研究されていた。しかし、もし特定の波長域の発光を最適化する必要がある場合には、プラズマ中の電子配位の分布や放射を詳細に理解することが必要である。

[2.2] 実験

実験には、レーザー核融合研究センターの激光モジュールII号（GMII）ガラスレーザーを使用した。図2.1は、実験の配置を模式的に示したものである。パルス幅800 ps（FWHM）、エネルギー25 Jの3倍高調波光（波長351 nm）を平面ターゲットに集光径100 μm で垂直に照射した。照射強度は約 $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。

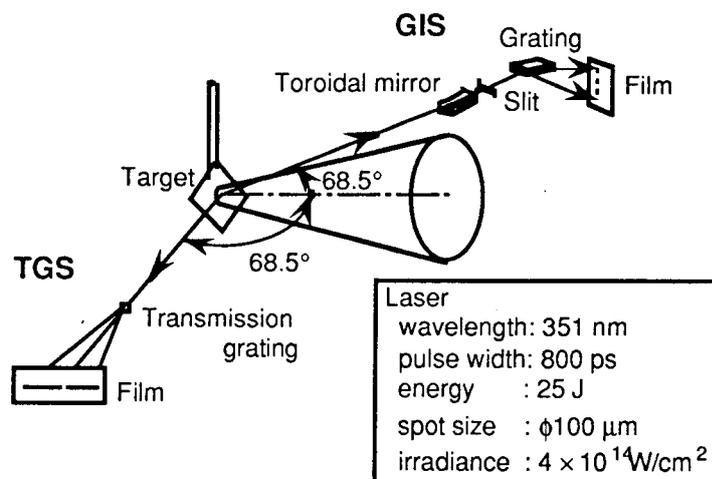


図 2.1 高波長分解・絶対光量分光スペクトル計測実験の配置図。軟X線スペクトルは斜入射分光器と透過型回折格子分光器により測定した。

この実験の主要な目的は、タングステン（W; $Z=74$ ）、金（Au; $Z=79$ ）、鉛（Pb; $Z=82$ ）、ビスマス（Bi; $Z=83$ ）のレーザー生成プラズマからの軟X線スペクトルを高波長分解能で計測し、絶対光量で表示した波長輝度を求めることである。この目的のために波長域10～60 \AA を計測する斜入射分光器を使用した。測定したスペクトルより絶対輝度を決定するために、透過型回折格子分光器を用いて必要な斜入射分光器の特性を校正した。透過型回折格子分光器は、波長分解能は比較的低い（約1 \AA ）が、波長特性はよく知られている [1]。

斜入射分光器 GIS（Grazing Incidence Spectrometer）と透過型回折格子分光器 TGS（Transmission Grating）

Spectrometer) は、水平面内にターゲット法線から 68.5° の方向に配置した。斜入射分光器は、金コートトロイダル反射鏡、幅 $20 \mu\text{m}$ のスリット、および 2400 lines/mm の不等間隔平面結像型回折格子 (日立製) [2] からなり、空間分解スペクトルの計測が可能である。このトロイダル反射鏡は、主方向 (5 m)、と副方向 (26 mm) の曲率半径を有し、検出器 (フィルム) 上に水平方向の光源像を結像する。この斜入射分光器 (GIS) の波長分解能は、約 0.05 \AA である。

透過型回折格子分光器 (TGS) は、厚さ $0.4 \mu\text{m}$ の金に 1200 lines/mm の透過型回折格子 [3] を形成したもので、 $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ の矩形開口を有する。TG は光源から 1515 mm の位置に置かれ、TG から検出器 (フィルム) までの距離は 1480 mm であった。斜入射分光器および透過型回折格子分光器によるスペクトルを、軟X線フィルム Kodak 101-07 に記録した。このフィルムは波長域 $10 \sim 1000 \text{ \AA}$ で炭素の吸収端以外では一様な感度をもつ [4]。ターゲット上におけるレーザー光のビーム径を、 $40 \mu\text{m}$ 厚の Be フィルタを使用した X線ピンホールカメラ (XPHC) により測定した。

レーザー生成プラズマから放射する X線光量を $E(\lambda) \cdot d\lambda$ (または $E(h\nu) \cdot dh\nu$) とすると、斜入射分光器のフィルム上に記録される X線光量は以下の式で与えられる。

$$I_{GIS} = \frac{\Omega_{GIS} \cdot R(\lambda) \cdot \chi(\lambda) \cdot E(\lambda)}{\Delta_{GIS} \cdot \left[\frac{dy}{d\lambda} \right]_{GIS}} \quad (2-1)$$

ここで、 Ω_{GIS} は斜入射分光器の受光立体角 ($9.0 \times 10^7 \text{ sr}$)、 $R(\lambda)$ はトロイダル反射鏡の反射率、 $\chi(\lambda)$ は回折効率、 Δ_{GIS} はフィルム上のスペクトルの分散方向に直交する方向の幅 ($250 \mu\text{m}$)、 $(dy/d\lambda)_{GIS}$ はフィルム上のスペクトル分散である。

同様にして、TGS の X線光量は以下の式で表せる。

$$I_{TGS} = \frac{\Omega_{TGS} \cdot \eta(\lambda) \cdot E(\lambda)}{\Delta_{TGS} \cdot \left[\frac{dy}{d\lambda} \right]_{TGS}} \quad (2-2)$$

ここで、 $\eta(\lambda)$ は透過型回折格子の回折効率で、他のパラメータの定義は GIS の場合と同じである。 $\Omega_{TGS} = 3.0 \times 10^9 \text{ sr}$ 、 $\Delta_{TGS} = 580 \mu\text{m}$ であった。 $\eta(\lambda) = 0.10$ は計算によって求めた回折効率である。(付録 A 参照)

上記の $\Omega_{GIS, TGS}$ 、 $R(\lambda)$ 、 $\Delta_{GIS, TGS}$ 、 $(dy/d\lambda)_{GIS, TGS}$ および $\eta(\lambda)$ の値を用い、斜入射分光器と透過型回折格子分光器の金のスペクトルデータを比較した結果、回折格子の回折効率 $\chi(\lambda)$ は約 3.5×10^3 で平坦な分光特性をもつとの結果を得た。これらの値と記録されたスペクトルから光源の波長光量 $E(\lambda)$ を求めた。

Kodak 101-07 フィルムの感度特性は較正されており (付録 A 参照)、光学濃度から X線露光量に変換することができる [5]。保護コートによって覆われていないために Kodak 101-07 フィルムは平坦な感度特性をもつ [4]。しかし、金や他の物質のプラズマからの準連続発光の高波長分解スペクトルは、斜入射分光器のスペクトルに鋭い吸収エッジ、すなわち炭素の K 吸収端 (波長 43.7 \AA) の短波長側に 3.2 倍の信号減少を示した。この炭素の K 吸収端の吸収は、透過型回折格子分光器でも観測されたので、この吸収は主にフィルムの薄い乳剤層に起因すると考えられる。炭素の面密度は $8.8 \times 10^{17} \text{ cm}^2$ 、すなわち約 1700 \AA の CH 層と見積もられる。観測されたスペクトルは、この炭素の吸収について文献 [6] に記載されている吸収断面積を

用いて修正した。

図 2.2 は、上述の手順に従って得られた観測方向（ターゲット法線から 68.5° の方向）に放射する較正した Au スペクトルを示している。上のトレース (a) は、原子スペクトル解析で通常使用される波長の関数としての放射特性であり、エネルギーのスケールに変換したものを (b), (c) に示す。

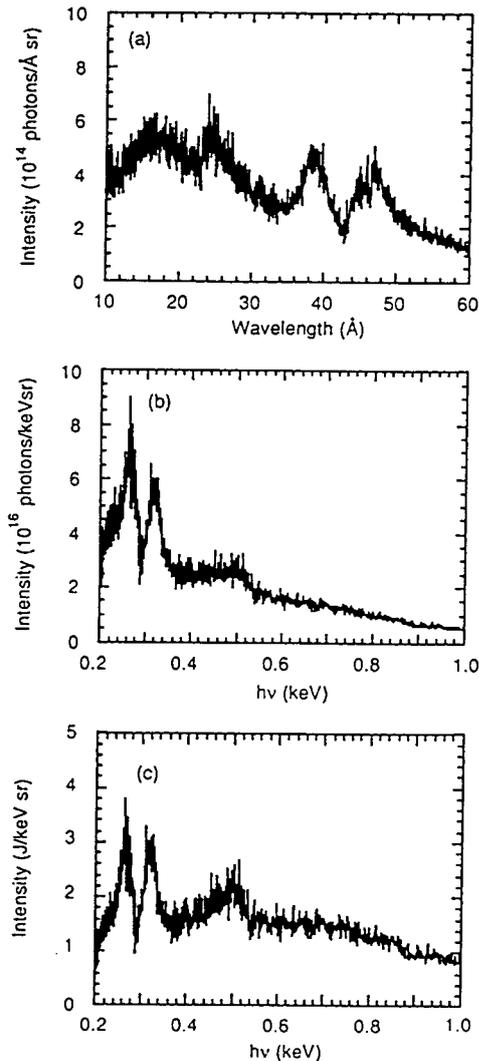


図 2.2 絶対光量計測により求めた金プラズマからの軟X線スペクトル。

図 2.3 は、照射強度 $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ で得られた W, Au, Pb, Bi のイオンのスペクトルを、それぞれ波長とエネルギーのスケールで表したものを示している。図 2.3 の $43 \sim 44 \text{ \AA}$ ($290 \sim 280 \text{ eV}$) における Pb や Bi の鋭いスペクトル不連続は、炭素の K 吸収端の不完全な修正に起因しているが、 $42 \sim 43 \text{ \AA}$ ($290 \sim 280 \text{ eV}$) における W や Au の強い不連続は、フィルムの吸収によるものではない。4 つのスペクトルに共通の一般的な形状は、2 つの発光波長域が存在することである。1 つは 400 eV 以上 (30 \AA 以下) の高エネルギー領域であり、他方は 400 eV 以下 (30 \AA 以上) の低エネルギー領域である。

さらに、観測されたスペクトルはいくつかのピークから形成されている。それらを図 2.3 と図 2.4 に

いてA, B, CおよびDとした。遷移エネルギーは、 Z^2 に比例するので、A～Dと名付けた各ピークは類似の遷移に属していると期待することができる。ピークCはPbとBiのスペクトルでは不明瞭であった。著しく低い照射強度 1.4×10^{12} W/cm² の場合 [7]、ピークBが連続線に埋もれているのに対してピークAははっきりしている。

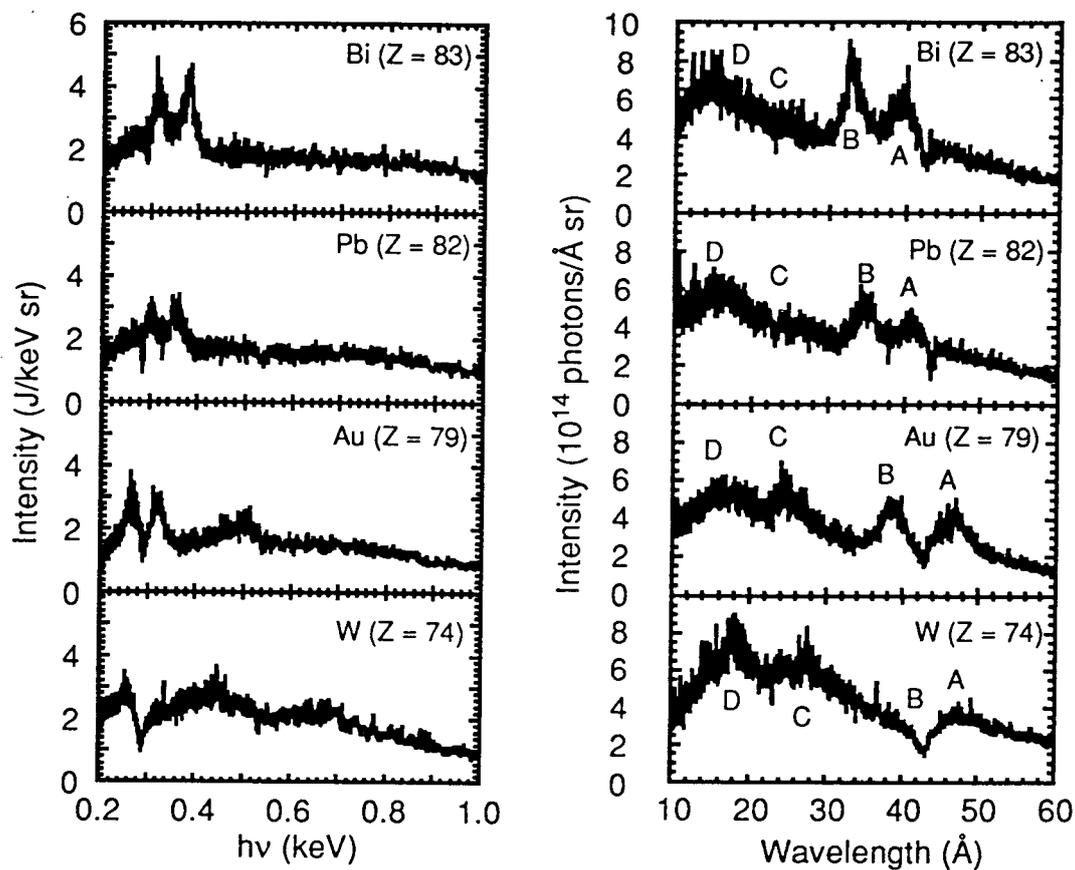


図 2.3 絶対光量計測により求めた各元素からの軟X線スペクトル。(左)は光子エネルギーと放射エネルギーによる表示、(右)は波長と光子数による表示である。

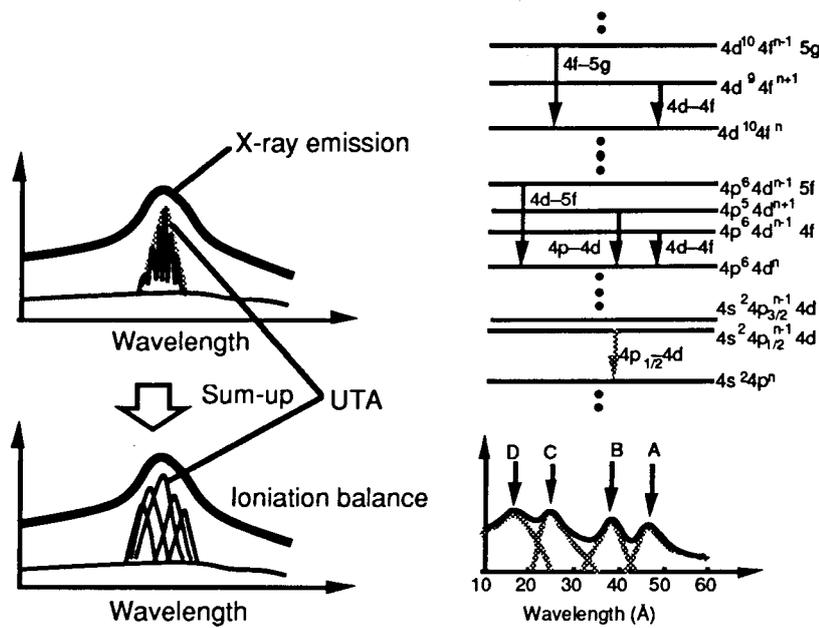


図 2.4 (左) UTA による評価の模式図と (右) 金スペクトルの評価の結果を示している。波長 1 ~ 3 nm のスペクトルは $\Delta n = 1$ 遷移、波長 3 ~ 5 nm のスペクトルは $\Delta n = 0$ 遷移に起因していると考えられる。

[2.3] プラズマ条件と軟 X 線スペクトルのシミュレーション

西川、高部により本実験に対してなされたシミュレーションについて以下に述べる。改善されたオパシテイモデルを取り入れた一次元流体コード ILESTA-1D [7] を使用してプラズマ状態や X 線スペクトルを求める。この改善モデルでは、主量子数 n と角度量子数 l をもつ準位の束縛エネルギー E_{nl} は、遮蔽水素モデル (SHM; Screened Hydrogenic Model) [8] によって計算される。また、密度分布 P_{n1} や平均水素原子の荷数は、衝突放射平衡 (CRE; Collisional Radiative Equilibrium) [9] を仮定してレート方程式を解くことによって決定される。さらに、 nl 準位のイオン荷数の分布は、統計手法 [10] を用いて計算されている。流体コードにより、温度と密度の空間分布の時間変化が得られる。これらのプラズマパラメータは上述のオパシテイモデルに基づいた放射および吸収係数を計算するために使用した。これらの係数は、輻射輸送方程式と組み合わせて、X 線スペクトルの時間発展を与える。 l スプリッティングのある場合では、 $n = 4$ 準位内の $\Delta n = 0$ 遷移が主に X 線スペクトルの低エネルギー部分 (金の場合 $4f - 4d$ 遷移 ~ 300 eV, $4d - 4p$ 遷移 ~ 170 eV [10]) を与えることがわかった。前節の実験条件を ILESTA-1D でシミュレートした。波長 351 nm、800 ps のガウスパルス平面ターゲットに 4×10^{14} W/cm² で照射した。レーザーパルスの最大強度は $t = 1.2$ ns である。シミュレーションによると、X 線が最も強く発光する臨界密度とアブレーションフロントの間の領域において、電子温度が 3 keV から 100 eV に変化し、密度も 0.1 g/cm³ から 1 g/cm³ まで変化する。図 2.5 は電離度 Z_{eff} の相対密度の電子温度依存性を示している。3 keV から 100 eV において金の荷電状態は 55 から 20 に変化し、 $n = 3$ の閉殻 (基底配位 $3p^6 3d^{10}$; Ni 様 Au^{51+}) から $n = 4$ の閉殻 (基底配位 $4d^{10} 4f^4$; Nd 様 Au^{34+}) を含む。したがって、部分的に電離した $n = 4$ 準位が主要な部分であると期待される。図 2.6 に金の時間分解スペクトルを示す。

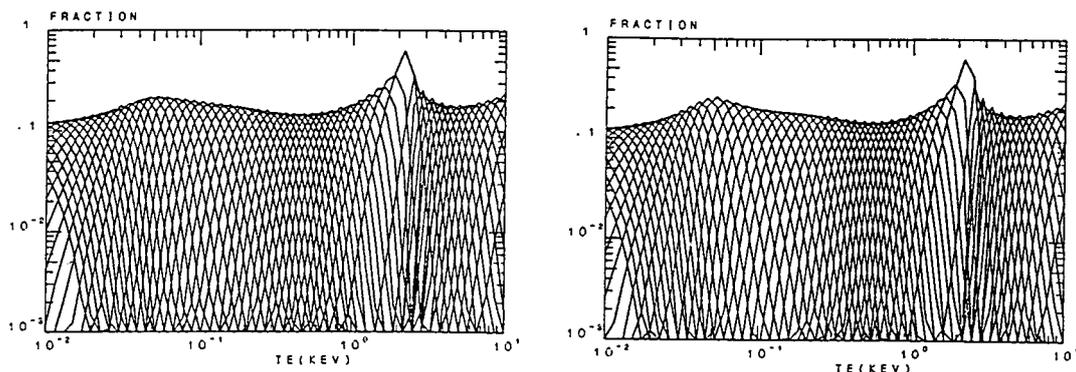


図 2.5 電子温度に対する金イオンの有効電離度 Z_{eff} の関係。プラズマの密度は (左) 1 g/cc (右) 0.1 g/cc である。

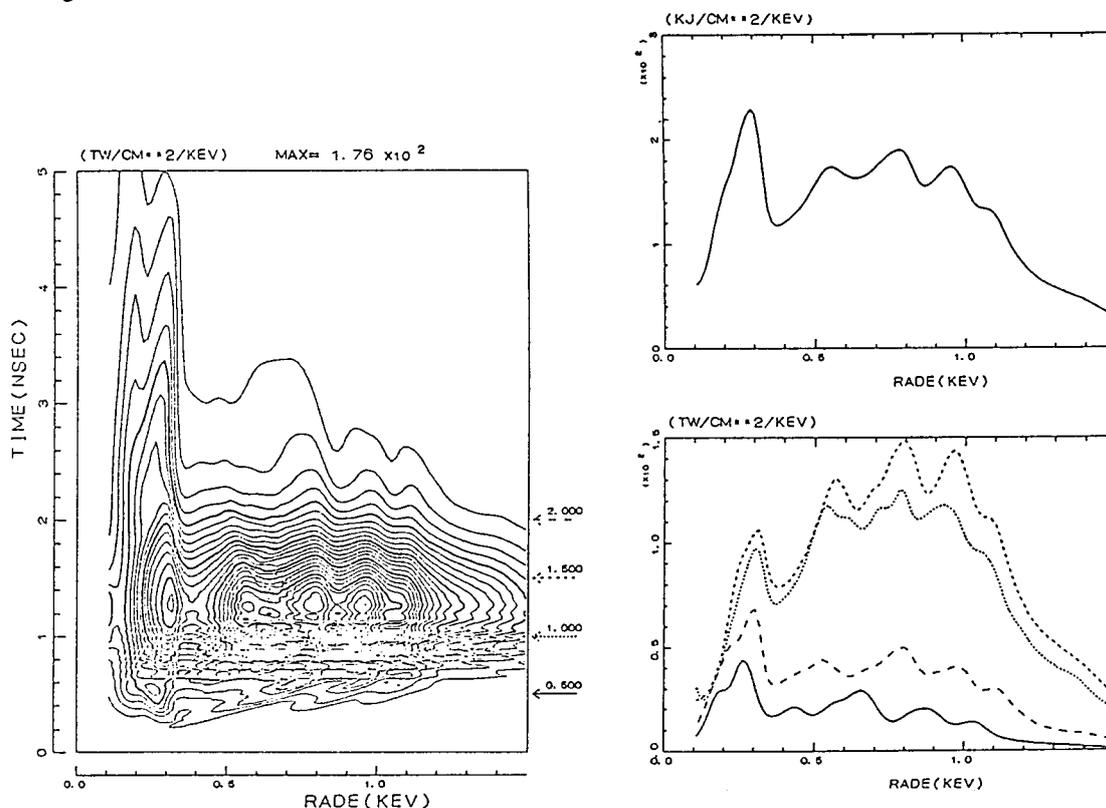


図 2.6 金プラズマからの時間分解スペクトルの計算結果。： (左) 等高線表示、(右上) 時間積分スペクトル、(右下) 各時刻におけるスペクトル。計算条件は照射強度 4×10^{14} W/cm²、照射レーザーのピークは 1.2 ns である。

W, Au, Pb の時間積分スペクトルを図 2.7 (a) ~ (c)に示す。計算値は観測方向 (ターゲット法線から 68.5° の方向) の X 線強度を $\cos\theta$ 分布を仮定して計算した。図 2.3 (a) ~ (c) と図 2.7 (a) ~ (c) をそれぞれ比較すると実験のスペクトルの全体形状が計算によりよく再現されていることがわかる。X 線発光の絶対光量も、W の実験データが 30% 高いことを除けば、よく再現された。波長 0.2 ~ 1.0 keV の X 線変換効率 (光エネル

ギーおよび立体角で積分したX線光量をレーザーエネルギーで割った値)は金に対して約42%であった。
 実験とシミュレーションの主な違いは実験スペクトルの低いエネルギーの部分(ピークAおよびBはシミュレーションでは1つのピーク)である。計算のピークと実験のピークは完全には一致していない。

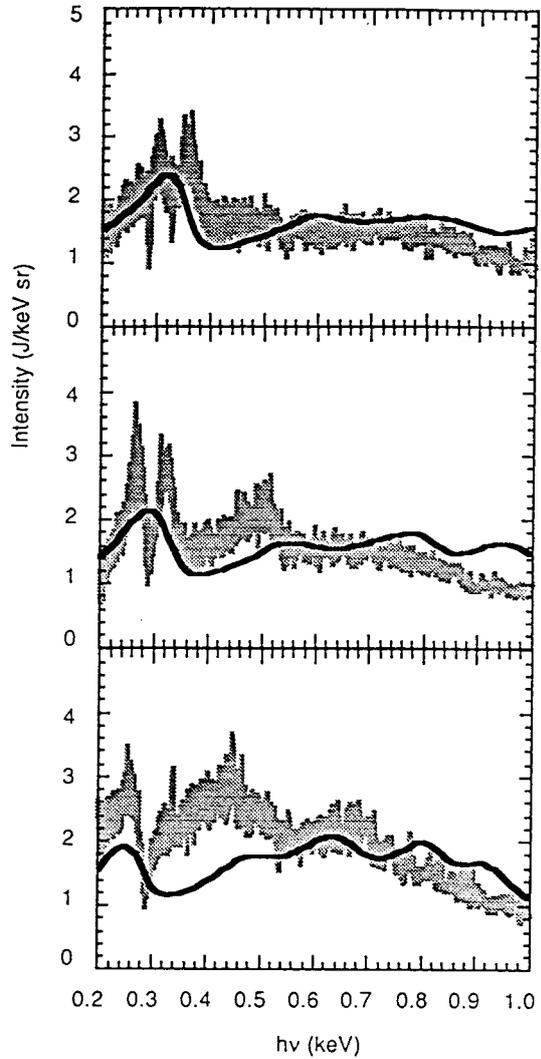


図 2.7 W, Au, Pb に対する時間積分スペクトルの計算結果と実験結果との比較。計算条件は図 2.6と同じである。

[2.4] N殻イオンの原子データおよび実験結果と比較

ここでは、Finkenthal 教授によりなされた高Zイオンの発光スペクトルに対する理論解析を以下に述べる。
 基底準位 $4s^24p$ (Ga 様) から $4d^{10}4f^4$ (Nd 様) をもつ電子配位の 4-4 と 4-5 遷移を考慮した。例えば、金 ($Z=79$) に対してこれは Au^{4+} から Au^{3+} に相当する。 $n=4$ から 6 への遷移は $\lambda < 10 \text{ \AA}$ であり、本実験では信号が得られていない波長域にある。また 5-5 遷移は長い波長域にあって、やはり本実験の波長域からは外れている。

たくさんの $4p, 4d, 4f$ 電子をもつ基底準位 (例 $4p^64d^1$ や $4d^{10}4f^0$ など) を解析する場合には、非分解遷移列 (UTA; Unresolved Transition Array) 手法をエネルギー構造計算に使用した [11]。簡単に述べると、この手法では遷移の分布で重みをつけた線強度の平均と変動が計算される。結果として、列になった線の重ね合わせにより平均波長 λ_m とバンド幅 $\delta\lambda$ が推測できる。配位間相互作用 CI (Configuration Interaction) が重要な

場合、例えば $4d^4 4p^0$ 基底準位に対する $4p^5 4d^{n-1}$ や $4p^6 4d^{n-1} 4f$ 配位の場合には、最近開発された UTA に配位混合を扱う手法 [12] を使用した。

電子配位が比較的簡単な場合、つまり 1 つまたは 2 つの電子が閉じた副殻の外に（または欠けて）いる場合には、完全に相対論的な *ab-initio* エネルギー準位と遷移確率の計算が GRASP [13] (Grant's General Relativistic Atomic Structure Program) や Cowan's Hartree-Fock program for relativistic corrections [14] の様々な重元素に対する RELAC 計算と比較されている。さらに、RELAC 計算の結果はいろいろな実験条件での希土元素や高 Z 原子 ($Z > 70$) のスペクトルとも比較されている。

1. $\Delta n = 0$ 遷移

(a) $4d^{10} 4f^0$ 基底配位イオン

表 2.1 は Au^{2+} (基底配位 $4d^{10} 4f^0$) から Au^{2+} (基底配位 $4d^{10} 4f^0$) の $4d$ - $4f$ 遷移に対して行なった UTA 計算の結果を示している。また比較のために同じ配位をもつ Pb^{2+} から Pb^{3+} に対する計算結果も示している。これらの計算とトカマクでのタングステン(tungsten)のスペクトルは実験と理論のよい一致 (2 \AA 以内) を示した。

(W^{2+} から W^{2+} のデータは文献 [15] に記載されている) ここで議論している $4d$ - $4f$ 遷移が比較的狭い波長範囲に集結しているのがわかる。例えば、金(gold)の場合は $40 \sim 50 \text{ \AA}$ ($310 \sim 250 \text{ eV}$) である。

(b) $4p^6 4d^0$ 基底配位イオン

これらの電子配位は、真空スパークやレーザーおよびトカマクプラズマからの希土元素(rare earth elements)の発光スペクトルとの関係で解析されてきた (文献 [16] 参照)。基底配位 $4p^6 4d^0$ の上にある 2 つの励起状態 $4p^5 4d^{n-1}$ と $4d^{n-1} 4f$ の間の配位間相互作用 CI (Configuration Interaction) が集合化 (bunching) につながる事が指摘されている。 $4p^6 4d^0$ - $4p^5 4d^{n-1} 4f$ および $4p^6 4d^0$ - $4p^5 4d_{1/2, 3/2}^{n-1}$ 遷移に起因する 3 つの系列が考えられる。これら 3 つの遷移は、全ての遷移を重ね合わせることによって各電子配位に対して 20 \AA 以上に広がってスペクトルに埋もれる。もし、配位間相互作用が考慮されると、スパークやレーザーおよびトカマクプラズマで希土元素 Pr ($Z = 59$) から Yb ($Z = 70$) までの実験で集結したように、全発光はバンド幅 $5 \sim 7 \text{ \AA}$ の波長範囲に集結することになる [16]。

表 2.2 に、配位間相互作用の効果を理解するために Nb 様同電子系列 (基底準位 $4p^6 4d^0$) の d - f 遷移に対する UTA 計算結果と $4p$ - $4d$ 遷移に対する 2 つの副系列の平均エネルギーから得られる中心波長を共に示す。表 2.2 から 2 つのはっきりしたピークがあることがわかる。しかし、表 2.3 に示した Rb 様イオン Au^{2+} (基底配位 $4p^6 4d^0$) に対する詳細な配位間相互作用の計算結果によると、強い (大きい振動子強度をもつ) $4d$ - $4f$ 遷移が 54 \AA 付近の $4p_{3/2}$ - $4d$ 遷移系列と混じってしまう ($4p_{1/2}$ - $4d$ 遷移系列が 38 \AA 付近に集中する)。これらの結果を加算すると金(gold)の場合には $4p^6 4d^0$ ($n = 1 - 10$) 電子配位は 2 つの系列に発光する。1 つは 38 \AA (330 eV) に集中し、他方は 48 \AA (280 eV) から 54 \AA (230 eV) の間に弱く発光する。同じパターンが W, Pb, Bi についても見いだされていて、エネルギー準位の Z スケーリングに相当する波長のシフトをもっている。強い系列は、W では 46 \AA (275 eV)、Pb では 33 \AA (375 eV) にシフトする。

(c) $4s^2 4p^0$ 基底配位イオン

これらのイオンの $4s^2 4p^0$ - $4s 4p^{k+1}$ と $4s^2 4p^0$ - $4s^2 4p^{k+1} 4d$ もまた配位間相互作用 (励起配位の混合) の影響を受ける。 $4s 4p^{k+1}$ と $4s^2 4p^{k+1} 4d$ は考慮する全イオンについて強くなる。RELAC コードを使用した中間結合における CI の計算結果は、以前に Kr 様イオン (基底配位 $4p^0$) W^{3+} と Au^{3+} および Ga 様イオン (基底配位 $4s^2 4p^0$) W^{3+} と Au^{3+} について行なわれている。2 つの興味深い特徴がこれらの計算により明らかになった。

まず1つは上述の遷移はすでに述べたように狭い波長域に集中していることであり、2つはこれらの遷移の中心(Wで46~47 Å; ~270 eV, Auでは37~38 Å; ~330 eV)は、 $4d^9$ や $4f^9$ の開いた副殻をもつ他の24の電子配位によるものに近いことである。

上述の電子配位における $\Delta n=0$ 遷移に関する結論は、ab-initio エネルギー構造計算によってWからBiに対しては50~30 Å (240~400 eV)を中心波長とする狭いバンド幅(5~10 Å)に集中することが予想されている。

II. $\Delta n=1$ 遷移

(a) $4d^{10}4f^0$ 基底配位イオン

表2.4に、AuとPbに対するUTA計算の結果を示す。 $4d-5p$ は、 $4f-5g$ 遷移と同じ波長域に発光するが、振動子強度が大きいため発光の主要な遷移である。 $4f-5d$ 遷移は4-4遷移に混じってしまう(例えば Au^{2+} の場合、表2.1と比較せよ)。これらの電子配位における最も強い $\Delta n=1$ 遷移は狭い幅のUTAで発光することに注意する必要がある。線発光の同電子系列と振動子強度をさらに理解するために、表2.5に簡単な構造のAg様(基底準位 $4d^{10}4f$) W^{2+} , Au^{3+} , Pb^{3+} , Bi^{3+} 電子配位について $4f-5d$ 遷移および $4f-5g$ 遷移を詳細に計算した結果を示す。

(b) $4p^64d^0$ 基底配位イオン

まず、2つの極端な例を考慮した。それらは、簡単な構造のPd様イオン(基底配位 $4p^64d^{10}$)とRb様イオン(基底配位 $4p^64d$)である。これらの場合には詳細なRELAC計算が $\Delta n=1$ について可能である。次に、 $4p^64d^0$ の基底配位をもつ中間の電子配位に対して解析した。これらは、Nb様 W^{3+} , Au^{3+} , Pb^{4+} , Bi^{4+} の $4d-5p$ 遷移はUTA手法を用いて計算した。表2.6に示したデータから明らかなことは、例えば Au^{3+} から Au^{4+} までの $4d-5p$ 遷移が17~23 Å (730~540 eV)の間からなり、一方 $4d-5f$ が13~16 Å波長域に発光することである。それゆえに、Rb様とPd様の間の電子配位から発光するUTAは、上記の集束する狭いバンドに含まれることになる。

(c) $4s^24p^0$ 基底配位イオン

$4p-5s$ と $4p-5d$ 遷移の波長位置を知るために、閉じた殻をもつKr様イオン(基底配位 $4p^6$) W^{3+} , Au^{3+} , Pb^{4+} , Bi^{4+} に対するRELAC計算を行なった。表2.7に示したデータからこれらの遷移は $4p^64d^0$ 基底配位をもつ電子配位の $4d-5p$ や $4d-5f$ 系列に混じってしまうことがわかる。

ゆえに、W, Au, Pb, Biの $\Delta n=1$ 遷移の電子構造解析の結論は、Ga様(基底配位 $4s^24p$)からPd様(基底配位 $4p^64d^{10}$)をもつ電子配位が主要となって波長域25~10 Å (800~1000 eV)に発光する2つのピークになる。

III. 波長域30~50 Å

$Z > 70$ をもつ高電荷イオンの発光パターンに関する研究に示されているように、40 Åと50 Å間のバンド $4d^{10}4f^0$ と $4p^64d^0$ 副殻をもつ電子配位により $4d^{10}4f^0-4d^94f^{n+1}$ と $4p^64d^0-4p^54d^{n+1}$ 遷移で発光する。タングステンの場合、基底配位 $4d^{10}4f^0$ をもつ W^{2+} は波長49.2 Åを中心とする幅6 Åのバンドに $4d-4f$ 遷移で発光すると予想される。例えば W^{3+} (基底配位 $4p^64d^0$)のような高い電荷状態では、 $4p-4d$ と $4d-4f$ 遷移を伴う2つの励起準位 $4p^54d^0$ と $4p^64d^04f$ がIIで述べたように強く相互作用する。結果として2つの系列の発光が生じ、

1つは46.4 Åに中心をもつ $4p^6 4d^5 - 4p^5_{1/2} 4d^6$ に相当し、他方は54.3 Å付近に中心をもつ。さらに、プラズマ中で最も豊富な電荷状態が $4s^2 4p^6$ 基底配位であるとする、共鳴遷移 $4p^6 - 4p^5 4d$ は40 Åと50 Åの間で発光する。このようにして例えば、 W^{3+} (基底配位 $4s^2 4p^6$) は46.1 Åで発光し、 W^{3+} (基底配位 $4s^2 4p^6$) は $4p^5_{1/2} 4d_{3/2}$ 遷移を47.4 Åで発光する。(タングステンの発光パターンにおける配位間混合効果の明白な例が文献[17]に示されている。)

理論的な原子配位の解析によって配位間相互作用が4-4遷移の集束を比較的狭い発光バンドにつながるという結論は、低密度で高温のトカマクプラズマからのW, Au, Pb, Biの発光スペクトルすでに実験されている[15,18,19]。低密度 (10^{19} cm^{-3}) で光学的に薄いトカマクプラズマは詳細を見ることができるが、高密度のレーザー生成プラズマでは埋もれてしまう。文献[15]には、観測したWスペクトルが $n=7$ (W^{2+}) から $n=3$ (W^{3+}) までの $4d^{10} 4f^0 - 4d^9 4f^{11}$ と $4d^{10} 4f^0 - 4d^{10} 4f^{11} 5d$ 遷移に対するUTA計算と比較されている。予測と計測のスペクトルの間によい一致が見られている。(詳細は文献[15]参照)

また、文献[19]には、 $Z=74-83$ における同電子系列と4-4バンドが狭く保たれることが示されている。希土元素のレーザーとトカマクのスペクトルの以前の比較では、2重の励起準位間の遷移が高密度のレーザー生成プラズマでのN殻バンドの形状や位置を著しく変化しないことが示されている[18]。レーザー照射ターゲットによる波長域5~200 Åに放射する金のスペクトルは様々なプラズマ条件において研究されている。(ColliersとEidmannによる文献[20]参照)しかし、広い波長域にわたる高分解スペクトルは、現在の実験の条件に近い条件では比較的稀である。同様のターゲット上の照射強度が文献[21]に引用されているが、ターゲット構造が違い(多ビーム照射の球構造)、スペクトル分解能はこの実験ほどよくなかった。高い照射強度の実験は、100~200 Åの軟X線発光[22,23]に集中するかまたはこの実験の波長域と違った発光パターンを示している。

30~50 ÅにあるAu, Pb, Biスペクトルは2つのピークをもっている。表2.3のデータによると、 $4d^{10} 4f^0$ と $4p^6 4d^0$ 基底配位における4d-4f遷移が40 Å以上で発光すると考えられる。これらの遷移に対する計算された波長は、Au, Pb, BiスペクトルにおけるピークAと一致する。計算と実験の近い比較によると、ピークAに対する支配的な基底配位はAuに対する $n \geq 5$ の $4p^6 4d^0$ とPbやBiに対する $n \leq 5$ の $4d^{10} 4f^0$ である。約 10^{19} W/cm^2 の低い照射強度のスペクトルでは、 $4d^{10} 4f^0$ 基底配位の4d-4f遷移が支配的になる。

表2.2と表2.3によると、Au, Pb, BiスペクトルのピークBは前述のように大きい振動子強度をもち狭い波長域に集束する $4p^6 4d^0 - 4p^5_{1/2} 4d^{11}$ 遷移と一致した。他の可能性は $4s^2 4p^6$ 基底配位に対する $4p^6 - 4p^5_{1/2} 4d_{3/2}$ 遷移である。しかしこの電子配位は以下の項における議論のように支配的ではないと考えられる。

48 Åに単一のピークをもつタングステンのスペクトルに戻ると、 $4d^{10} 4f^0$ 基底配位に対する4d-4fと4f-5d遷移はピークBの長波長側を構成する。このピークの短波長側は $4p^6 4d^0$ 基底配位の $4p^5_{1/2} - 4d$ 遷移に相当する。ゆえに、Au, Pb, Biに対するピークAとBはWスペクトルにおいて混合して単一ピークとなる。

IV. 波長域10~30 Å

基底準位と励起準位 ($4d^{10} 4f^{n-1} 5l$, $4p^6 4d^{n-1} 5l'$, $4s^2 4p^{n-1} 5l''$ など)の間での $\Delta n=1$ 遷移を考えると、スペクトルはイオンの荷数に非常に敏感である。タングステンの場合には、 W^{3+} の $4d^{10} 4f^0 - 4d^9 4f^1 5p$ 遷移は32.4 Åに中心をもつ約3 Åの狭いバンドで発光し、これに対し $4d^{10} 4f^0 - 4d^{10} 4f^1 5g$ は中心波長約31 Åの0.8 Åのバンド幅で発光する。ゆえに、 $4d^{10} 5f^0$ の閉じていない副殻をもつ電子準位の $\Delta n=1$ 発光が25~40 Å間に連続するタングステン発光の原因となる。(文献[15]と表2.5のデータ参照)特に高い振動子強度をもつ4f-5g遷移が主な原因である。ゆえに、4f-5g遷移からの長波長側の連続発光はWとAuスペクトルのピークCを

構成する。

電荷状態が増加し基底配位の分布が $4p^64d^n$ になると、 $4d-5p$ 遷移が $20 \sim 30 \text{ \AA}$ 間に発光する。これに対して $4d-5f$ 遷移は $17 \sim 21 \text{ \AA}$ 領域に集中する。(表 2.6 参照) しかし、 $4d-5f$ 遷移の振動子強度は $4d-5p$ 遷移のそれと比べてずっと高いので、スペクトルではもっと明白になると期待できる。これは実験によってよく確かめられている。図 2.3 に示されるタンゲステンスペクトルは 18 \AA にピークをもつ。ゆえに、D によって示されるピークは $n=10-5$ の $4p^64d^n$ イオンの $4d-5f$ 遷移による。実験条件では、金の発光の場合に見られるように、中間の $4p^64d^n$ 副殻に相当する平均電荷状態は多い。

高いエネルギーピークに含まれる情報によって電荷状態分布を評価することができる。つまり、表 2.6 からわかるように、 $4d^{10}$ 副殻が開くにつれてさらに強い $4d-5f$ 遷移は金の場合は 17 \AA 以下に発光すると予測される。ab-initio 計算から明らかなのは、もし支配的な電荷状態が Au^{2+} ($4p^64d$) に近いならば高いエネルギーピークが 13 \AA に向ってシフトすることである。実験結果は、発光ピークが Au^{3+} の存在を示す 14 \AA に向ってだんだん減少している。しかし、ほとんどの発光が Au^{3+} 付近の電荷状態から来ていると考えられる。これは ILESTA-1D コード [24] による予測の平均電荷状態と定量的によく一致する。

Pb と Bi のスペクトルは、W と Au に対する上記の解析と矛盾しなかった。特に 図 2.3 の Pb スペクトルはゆっくりと立ち上がり短波長側で急に減少する 16 \AA のピークをはっきりと示している。ゆえに、Pb と Bi のスペクトルにおけるピーク D も $4p^64d^n$ 基底配位イオンの主に $n \geq 5$ の $4d-5f$ 遷移に起因する。

上述の考察をまとめると、観測されたピークは主に以下の遷移に起因すると考えられる。

- A: 基底配位 $4d^{10}4f^n$ や $4p^64d^n$ をもつ $4d-4f$ 遷移
- B: 基底配位 $4p^64d^n$ をもつ $4p_{1/2}-4d$ 遷移
- C: 基底配位 $4d^{10}4f^n$ をもつ $4f-5g$ 遷移
- D: 基底配位 $4p^64d^n$ をもつ $4d-5f$ 遷移

表 2.1 Au^{23+} から Au^{28+} と Pb^{25+} から Pb^{30+} の $\Delta n = 0$ 遷移に対する UTA 計算結果

Ion n	Au^{23+} 10	Au^{24+} 9	Au^{25+} 8	Au^{26+} 7	Au^{27+} 6	Au^{28+} 5
Transition	$\lambda_m(\text{\AA}) \delta\lambda(\text{\AA})$					
$4d^{10}4f^n - 4d^94f^{n+1}$	45.55 6.13	45.09 6.39	44.68 6.53	44.30 6.59	43.94 6.42	43.62 6.18
Ion n	Pb^{25+} 11	Pb^{26+} 10	Pb^{27+} 9	Pb^{28+} 8	Pb^{29+} 7	Pb^{30+} 6
Transition	$\lambda_m(\text{\AA}) \delta\lambda(\text{\AA})$					
$4d^{10}4f^n - 4d^94f^{n+1}$	42.27 5.59	41.89 5.92	41.55 6.15	41.24 6.29	40.94 6.35	40.68 6.00

表 2.2 Nb 様系列の 4d-4f と 4p-4d 遷移に対する UTA と平均エネルギーの計算

Ion	Transition 4p ⁶ 4d ⁵ - 4p ⁶ 4d ⁴ 4f		Transition 4p ⁶ 4d ⁵ - 4p ⁵ 1/2,3/24d ⁶	
	$\lambda_m(\text{\AA})$	$\delta\lambda(\text{\AA})$	$\lambda_m(\text{\AA})_{j=1/2}$	$\lambda_m(\text{\AA})_{j=3/2}$
W ³³⁺	54.33	6.5	46.43	68.16
Au ³⁸⁺	48.05	6.1	37.53	60.0
Pb ⁴¹⁺	44.83	6.0	33.07	55.7
Bi ⁴²⁺	43.83	6.0	31.7	54.3

表 2.3 Rb 様イオンの 4d-4f と 4p-4d 遷移に対する RELAC 計算

Transition	J - J	W ³⁷⁺		Au ⁴²⁺		Pb ⁴⁵⁺		Bi ⁴⁶⁺	
		$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf
4p ⁶ 4d - 4p ⁶ 4f	3/2 - 5/2	56.40	2.22	49.25	4.01	45.52	4.26	44.38	4.29
	5/2 - 5/2	61.77	0.72	55.23	0.23	51.86	0.06	50.84	0.04
	3/2 - 7/2	61.38	3.01	54.0	3.43	50.22	3.58	49.04	3.62
4p ⁵ 4d - 4p ⁵ 1/24d ²	3/2 - 1/2	46.26	1.4	37.93	1.21	33.67	1.14	32.35	1.12
	3/2 - 3/2	45.03	4.83	37.05	3.89	33.11	3.25	31.81	3.75
	3/2 - 5/2	49.29	3.23	40.35	2.08	35.75	1.72	34.27	1.64
	5/2 - 3/2	45.75	3.2	37.65	2.91	33.44	2.9	32.15	2.87
	5/2 - 5/2	46.13	5.98	37.95	5.21	33.73	4.85	32.42	4.76
	5/2 - 7/2	45.85	6.32	38.08	3.3	33.68	4.96	32.36	5.13
4p ⁵ 4d - 4p ⁵ 3/24d ²	3/2 - 3/2	64.34	1.3	55.72	1.5	51.32	1.6	49.95	1.6
	5/2 - 3/2	62.65	1.7	54.43	1.84	50.22	1.9	48.92	1.9
	5/2 - 5/2	62.61	2.22	54.02	3.11	49.85	3.4	48.55	3.5

表 2.4 表 2.1 と同じ電荷状態の $\Delta n = 1$ 遷移に対する UTA 計算結果

Ion n Transition	Au ²³⁺ 10		Au ²⁴⁺ 9		Au ²⁵⁺ 8		Au ²⁶⁺ 7		Au ²⁷⁺ 6		Au ²⁸⁺ 5	
	$\lambda_m(\text{\AA})$	$\delta\lambda(\text{\AA})$										
4d ¹⁰ 4f ⁿ - 4d ⁹ 4f ⁿ⁺¹ 5p	31.84	3.46	30.26	3.33	29.21	3.24	28.24	3.11	27.32	2.95	26.48	2.78
4d ¹⁰ 4f ⁿ - 4d ¹⁰ 4f ⁿ⁻¹ 5d	55.02	2.50	51.26	2.33	47.71	2.08	44.64	1.84	41.88	1.62	37.20	1.17
4d ¹⁰ 4f ⁿ - 4d ¹⁰ 4f ⁿ⁻¹ 5g	31.25	0.98	29.74	0.94	28.28	0.91	27.03	0.87	25.89	0.80	24.90	0.72
Ion n Transition	Pb ²⁵⁺ 11		Pb ²⁶⁺ 10		Pb ²⁷⁺ 9		Pb ²⁸⁺ 8		Pb ²⁹⁺ 7		Pb ³⁰⁺ 6	
	$\lambda_m(\text{\AA})$	$\delta\lambda(\text{\AA})$										
4d ¹⁰ 4f ⁿ - 4d ⁹ 4f ⁿ⁺¹ 5p	28.11	2.91	27.23	2.94	25.86	2.81	25.05	2.75	24.27	2.66	23.53	2.54
4d ¹⁰ 4f ⁿ - 4d ¹⁰ 4f ⁿ⁻¹ 5d	46.72	1.79	43.74	1.75	41.04	1.65	38.60	1.50	36.37	1.34	34.35	1.19
4d ¹⁰ 4f ⁿ - 4d ¹⁰ 4f ⁿ⁻¹ 5g	27.03	0.76	25.18	0.75	24.69	0.73	23.68	0.72	22.75	0.69	21.90	0.64

表 2.5 Ag 様イオン (W^{27+} , Au^{32+} , Pb^{35+} and Bi^{36+}) に対する 4f-5d と 4f-5g 遷移 ($\Delta n = 1$)

Transition	J - J	W^{27+}		Au^{32+}		Pb^{35+}		Bi^{36+}	
		$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf
4d ¹⁰ 4f - 4d ¹⁰ 5d	5/2 - 3/2	43.75	0.017	31.68	0.18	26.75	0.2	25.33	0.195
	7/2 - 5/2	43.44	0.017	31.45	0.22	26.55	0.25	25.15	0.24
	5/2 - 5/2	-	-	30.99	0.01	26.13	0.01	24.73	0.011
4d ¹⁰ 4f - 4d ¹⁰ 5g	5/2 - 7/2	28.33	6.54	21.40	6.63	18.47	6.70	17.62	6.68
	7/2 - 7/2	28.47	0.24	21.62	0.25	18.68	0.25	17.82	0.25
	7/2 - 9/2	28.46	8.95	21.60	8.77	18.66	8.86	17.81	8.84

表 2.6 Rb, Pd and Nb 同電子系列における 4d-5p と 4d-5f 遷移

Transition	J - J	W^{27+}		Au^{42+}		Pb^{45+}		Bi^{46+}	
		$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf
4p ⁶ 4d - 4p ⁶ 5p	3/2 - 1/2	22.56	0.38	18.24	0.39	16.25	0.40	15.66	0.41
	3/2 - 3/2	21.09	0.04	16.85	0.04	14.90	0.04	14.32	0.04
	5/2 - 3/2	21.79	0.47	17.50	0.45	15.52	0.45	14.93	0.45
4p ⁶ 4d - 4p ⁶ 5f	3/2 - 5/2	16.47	1.46	13.40	1.60	11.96	1.67	11.53	1.69
	5/2 - 5/2	16.90	0.12	13.81	0.3	12.36	0.14	11.92	0.14
	5/2 - 7/2	16.84	2.26	13.76	2.49	12.31	2.61	11.87	2.66
Transition	J - J	W^{28+}		Au^{33+}		Pb^{36+}		Bi^{37+}	
		$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf
4p ⁶ 4d ⁹ - 4p ⁶ 4d ¹⁰ 5p	0 - 1	27.98	0.06	21.57	0.06	18.74	0.05	17.91	0.054
	0 - 1	29.82	0.32	23.26	0.36	20.37	0.37	19.52	0.39
	0 - 1	29.00	0.50	22.46	0.48	19.58	0.47	18.73	0.47
4p ⁶ 4d ⁹ - 4p ⁶ 4d ¹⁰ 5f	0 - 1	20.53	1.00	16.22	1.23	14.27	1.34	13.69	1.38
	0 - 1	21.04	1.20	16.68	1.58	14.70	1.76	14.12	1.83
	0 - 1	21.19	0.02	16.80	0.015	14.81	0.014	14.23	0.008
Transition	J - J	W^{33+}		Au^{38+}		Pb^{41+}		Bi^{42+}	
		$\lambda_m(\text{\AA})$	$\delta\lambda$	$\lambda_m(\text{\AA})$	$\delta\lambda$	$\lambda_m(\text{\AA})$	$\delta\lambda$	$\lambda_m(\text{\AA})$	$\delta\lambda$
4p ⁶ 4d ⁵ - 4p ⁶ 4d ⁴ 5p		24.74	1.2	19.62	1.1	17.31	1.0	16.62	1.0

表 2.7 Kr 様イオン (W^{38+} , Au^{43+} , Pb^{46+} and Bi^{47+}) の $\Delta n = 1$ 遷移

Transition	J - J	W^{33+}		Au^{38+}		Pb^{41+}		Bi^{42+}	
		$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf	$\lambda_m(\text{\AA})$	gf
4p ⁶ - 4p ⁵ 5s	0 - 1	16.19	0.16	13.08	0.16	11.60	0.16	11.16	0.16
	0 - 1	18.40	0.50	15.18	0.55	13.66	0.58	13.20	0.59
4p ⁶ - 4p ⁵ 5d	0 - 1	13.32	0.22	10.80	0.22	9.59	0.21	9.23	0.22
	0 - 1	14.66	0.76	12.07	0.82	10.83	0.84	10.46	0.85
	0 - 1	14.84	0.02	12.23	0.04	10.99	0.05	10.62	0.05

[2.5] まとめ

この章で述べた実験では、4つの元素（タングステン、金、鉛、ビスマス）の平面ターゲットに波長 351 nm パルス幅 800 ps のレーザービームを照射強度 3.8×10^{14} W/cm² で照射した。高波長分解能斜入射分光器で波長域 10 ~ 60 Å を測定したところ、金に対して波長 20 Å において 4.4×10^{14} photons/Å/sr の放射率 (emissivity) が得られた。また、測定した波長域では、42% の X線変換効率が得られた。

この実験条件は、平均イオンモデルにエネルギー準位の ℓ スプリットングを盛り込んだ一次元流体コード ILESTA-1D によってモデル化された。各準位の密度分布はレート方程式を解くことによって計算され、さらに各準位内の電子配位の分布も考慮されている。4s²4p から 4d¹⁰4f⁴ までの基底配位をもつ 30 個の電子配位のエネルギー準位構成の詳細な解析により、軟 X線発光が N 殻イオンの $\Delta n = 0$ 遷移 (4-4) と $\Delta n = 1$ 遷移 (4-5) に関係していることが説明できた。配位間相互作用 (CI; Configuration Interaction) により 4-4 遷移が比較的低いエネルギー部 (200 ~ 400 eV; 60 ~ 30 Å) を中心とする狭い波長バンドに集束し、4-5 遷移が高いエネルギー部 (600 ~ 800 eV; 20 ~ 15 Å) に観測されることが明らかになった。

参考文献

- [1] K.Eidmann, M.Kuhne, P.Muller and G.D.Tsakiris, J. X-ray Science and Technology 2 (1990) 259.
- [2] N.Nakano, H.Kuroda, T.Kita and T.Harada, Appl. Opt. 23 (1984) 2384.
- [3] M.Koeda, K.Iwahasi, H.Aritome and S.Namba, Shimadzu Review 44 (1988) 359.
- [4] B.L.Henke and P.A.Jaanimagi, Rev. Sci. Instrum. 56 (1985) 1537.
- [5] K.Sugimoto, master thesis of Osaka Univ. 1990. (in Japanese)
- [6] E.B.Saloman, J.H.Hubbell and J.H.Scofield, Atomic Data and Nuclear Data Tables 38 (1988) 1.
- [7] H.Takabe, M.Yamanaka, Phys. Fluids 30 (1988) 2884.
- [8] F.Perrot, Phys. Scripta 39 (1989) 332.
- [9] W.A.Lokke and W.H.Grasberger, Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-52276, Livermore, Calif. (1977).
- [10] T.Nishikawa, H.Takabe and K.Mima, submitted to Laser and Particle Beams.
- [11] C.Bauche-Arnoult, J.Bauche and M.Klapisch, Phys. Rev. A 20 (1979) 2424.
- [12] J.Bauche, C.Bauche-Arnoult, M.Klapisch, P.Mandelbaum and J.L.Schwob, J. Phys. B 20 (1987) 1443.
- [13] I.P.Grant, B.J.McKenzie, P.H.Norrington, D.F.Mayers and N.C.Pyper, Comput. Phys. Commun. 21 (1980) 207.
- [14] R.D.Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Univ. of California at Berkeley (1981).
- [15] M.Finkenthal, L.K.Huang, S.Lippmann, H.W.Moos, P.Mandelbaum, J.L.Schwob, M.Klapisch and TEXT Group, Phys. Lett. A 127 (1988) 255.
- [16] P.Mandelbaum, M.Finkenthal, J.L.Schwob and M.Klapisch, Phys. Rev. A 35 (1987) 5051.
- [17] P.Mandelbaum, J.L.Schwob, M.Finkenthal, M.Klapisch, J. de Physique (Paris) 49 (1988) CI-217.
- [18] M.Finkenthal, S.Lippmann, L.K.Huang, H.W.Moos, Y.T.Lee, N.Spector, A.Zigler and E.Yarkoni, Physica Scripta 41 (1990) 445.
- [19] M.Finkenthal, S.Lippmann, H.W.Moos, P.Mandelbaum, SPIE 1140, X-Ray Instrumentation, (1989) 162.
- [20] P.Colliers and K.Eidmann, Phys. Rev. A 41 (1990) 3270.
- [21] P.D.Goldstone et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 56.
- [22] D.G.Stearns, O.L.Landen, E.M.Campbell and J.H.Scofield, Phys. Rev. A 37 (1988) 1684.
- [23] G.Kuhnle, F.P.Schafer, S.Szatmari and G.D.Tsakiris, Appl. Phys. B 47 (1988) 361.
- [24] H.Takabe, Laser and Particle Beams, to be published.

第3章：水素様炭素バルマー α 線レーザーに関する研究

電子再結合励起型軟X線レーザーでは、短パルスレーザーによるターゲットの加熱とそれに続く断熱膨張による急冷が重要である。そのため、狭い領域で利得が発生し、照射レーザーおよび吸収の均一性が問題となる。

この章では、英国ラザフォードアップルトン研究所のKrFラマンレーザーシステム (SPRITE) を用いた電子再結合励起型水素様炭素軟X線レーザー (波長18.2nm) について述べる。波長 0.268 μm , パルス幅 12 ps, エネルギー 5 J の KrF ラマンレーザー光を直径 7 μm の炭素ファイバーに照射して得られる水素様炭素バルマー α 線の発光が、レーザー照射時刻より約 200 ps 遅れて観測された。照射レーザーの吸収の不均一性について考察し、観測されたバルマー α 線の利得係数が予測より小さく、軸方向から離れた方向で利得が得られた原因として有力であることが明らかになった。

目次

[3.1] はじめに	31
[3.2] シミュレーションコードによる予測	31
[3.3] 実験	33
[3.4] 実験結果と考察	35
[3.5] まとめ	39
参考文献	

[3.1] はじめに

第1章でも述べたように、電子再結合励起型軟X線レーザーは、プラズマ中の再結合過程における反転分布の形成を利用する。この方式では、同じ遷移波長に単位利得長積を発生するのに必要な励起用レーザーの出力は電子衝突型と比べて約1桁小さい [1]。しかし、電子再結合励起型では高利得長積の報告はなされていない。

電子再結合方式軟X線レーザーでは、励起用レーザーで一旦加熱されたプラズマの急激な冷却が必要となり、効果的な冷却がこの方式のひとつの鍵となる。プラズマの断熱膨張による冷却を利用する場合は、励起用レーザー光源のパルス幅を短くすることにより、加熱と冷却を時間的に分離することができ、より高い利得係数を発生させることができると予測されている。例えば、一次元シミュレーションによって、水素様炭素のバルマー α 遷移において励起レーザーのパルス幅が 100 ps から 10 ps になると、生じる利得係数のピーク値が約 2 倍になる例が報告されている [2]。

また、断熱膨張による冷却効率の向上を目的として、ファイバー型ターゲットの使用が提案されている。ファイバーの直径を減少することにより、二次元的な断熱膨張による冷却を効果的に起こすことができ、高利得係数が期待できる [2]。

ここでは、日英共同研究として実施した、英国ラザフォード研究所の高強度短パルス KrF ラマンレーザーシステム (SPRITE) を励起用レーザーとして行なった水素様炭素バルマー α 線軟X線レーザーの実験について述べる。直径 $7\ \mu\text{m}$ の炭素ファイバータラゲットにパルス幅 12 ps、波長 268 nm の KrF ラマンレーザーを照射し、水素様炭素バルマー α 線の増幅を観測した。軸方向から 4 mrad の方向に利得による増幅を観測した。実験の結果を、時間依存平均原子モデルと結合した流体シミュレーションコードによる予測結果と比較した。

[3.2] シミュレーションコードによる予測

実験データの予測に使用した流体シミュレーションコードは、一次元流体シミュレーションコード MEDUSA102 [3] であった。この流体コードでは、原子過程の時間発展を考慮した平均原子モデルを使用した。原子過程に伴うプラズマとのエネルギー交換（再結合加熱、電離エネルギー損失等）は流体運動と結合して解いた。この原子モデルの中では、利得係数は主量子数にのみ依存するとし、水素様イオンについては励起準位 $n = 10$ まで扱った。パルス幅 12 ps、波長 268 nm のレーザー光を直径 $7\ \mu\text{m}$ の円筒対称構造の炭素に照射し、水素様バルマー α 線の利得の発生を予測した。

シミュレーションによる予測によると、バルマー α 線の利得係数は照射レーザー光の吸収強度に依存することが示されている。また、利得の発生する条件は、ヘリウム様イオンの β 線 ($1s3p-1s^2$, 波長 3.5 nm) に対する水素様イオンのライマン β 線 ($3p-1s$, 波長 2.8 nm) の線強度比 ($I_{\text{Ly}\beta}/I_{\text{He}\beta}$) によって観測できると予測されている。レーザー照射時および照射直後では、水素様およびヘリウム様イオンの $n \geq 3$ の量子状態は局所熱平衡 (LTE; Local Thermodynamic Equilibrium) 状態にあると考えられ、ヘリウム様イオンの β 線の強度 ($I_{\text{He}\beta}$) が水素様イオンの基底準位にあるイオンの数と比例することを利用して、利得係数の最大値を与えるような吸収強度では、このスペクトル強度比は 1.5 ~ 1.7 になると予測されている。特に、照射レーザーの吸収強度が $1.5 \times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 以下では、このスペクトル線強度比が1以下となり、水素様炭素イオンのバルマー α 線に反転分布の発生は望めなくなると予測されている。

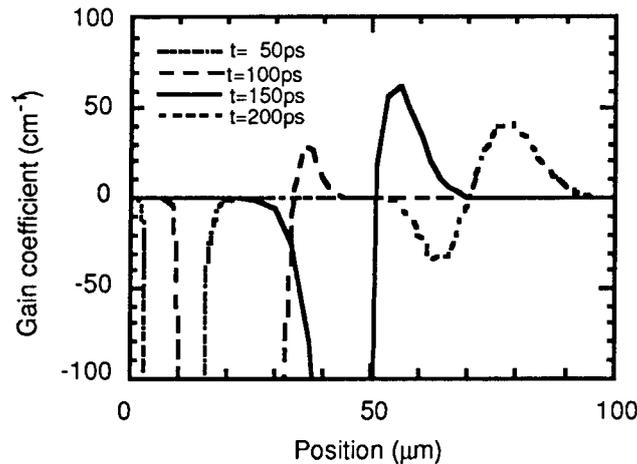


図 3.1 レーザー照射後各時刻における利得の空間分布。照射レーザーピーク時刻は 0 ns である。

図 3.1 は、照射レーザー光のターゲット上での吸収強度を $3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ とした場合のレーザー照射後の各時刻における水素様炭素バルマー α 線の利得係数の空間分布を示している。水素様バルマー α 線の利得係数はレーザー照射後 150 ps のとき最大となる。このとき、利得領域はターゲット初期表面から 55 μm 離れた位置で、大きさ約 20 μm (半値全幅約 10 μm) をもち、最大利得係数は約 60 cm^{-1} である。この利得領域の電子密度は約 10^{19} cm^{-3} 、電子温度は約 10 eV である。この利得の持続時間は約 200 ps (半値全幅約 120 ps) である。プラズマ中で反転分布が発生し利得を生じるためには、遷移の上準位が thermal limit となる電子密度 [4] よりプラズマの電子密度が低くなる必要がある。電子温度 10 eV の炭素プラズマ中で水素様炭素イオンのバルマー α 線遷移に利得が発生するプラズマの電子密度は、約 $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 以下と予測される。計算結果が示すように利得の発生が照射レーザーピークに対して遅れるのは、プラズマの状態が反転分布に必要な電子温度と密度の条件を満たすのを待たなければならないからである。

図 3.2 は、図 3.1 から長さ 5 mm のプラズマ長を仮定した場合の軸方向に観測されると予測されるバルマー α 線の強度を示している。増幅のない自然放出過程では、バルマー α 線 (spontaneous Balmer- α) の強度は上準位密度に比例し、発光ピーク時間はレーザー照射後約 30 ps である。一方、利得による増幅を考慮すると、バルマー α 線 (amplified Balmer- α) の強度は指数関数的に増加して、増幅していない発光と比較して約 150 ps 遅れると予想されている。

バルマー α 線が、長さ 5 mm のプラズマ中で利得係数 60 cm^{-1} で増幅すると、利得長積は約 30 となる。理想的には、指数関数的な増幅を考えると発光時間幅が短く、発散角の小さい軟 X 線レーザー光パルスが得られることが予想される。このとき、軟 X 線レーザー光の出力端の発光領域の半値全幅は利得領域 (増幅領域) の大きさと利得長積の最大値から約 1 μm と予想され、利得領域の大きさに比べてかなり小さくなる。この発光領域幅から見積もれる幾何学光学的発散角は約 0.2 mrad となる。また、利得の時間変化のみから増幅したバルマー α 線のパルス幅を求めると約 6 ps と計算されるがプラズマ中を伝播する時間を考慮すると 25 ps 程度と予想される。

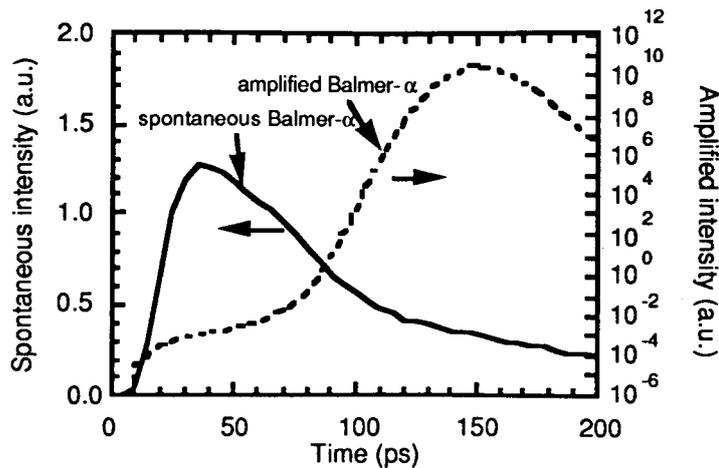


図 3.2 長さ 5 mm のターゲットを仮定した場合の軸方向のバルマー α 線の強度。発振する (Lasing Balmer- α) と、自然発光 (Spontaneous Balmer- α) よりも遅れる。

[3.3] 実験

図 3.3 は、実験装置の配置を示している。実験に使用した励起用レーザー装置は英国ラザフォード研究所の KrF ラマンレーザーシステム SPRITE [5] である。このレーザーシステムでは、発振器部で作った波長 268 nm の 12 ps パルスを、増幅器 (電子ビーム励起 KrF レーザーで励起したメタンガス充填のラマンセル) で増幅し、出力 5 ~ 6 J が得られる。この KrF ラマンレーザー光を反射光学系を用いて空气中を伝播し、CaF₂ 窓からターゲットチャンバー内に導入した。ターゲットチャンバー内で、このレーザー光を放物面鏡と球面鏡を用いてターゲット上に長さ約 7 mm で線状集光した [6]。この照射光学系の F 数は約 4 であった。最終増幅器からターゲット位置までのエネルギー透過率を測定したところ 66% であった。さらに回折制限による集光ビームの広がり測定結果を考慮すると、ファイバターゲット上に照射されるエネルギーは全出力エネルギーの 35 ~ 45% になると見積もられ、ターゲット初期表面上の照射強度は $3.0 \sim 4.6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ となる。

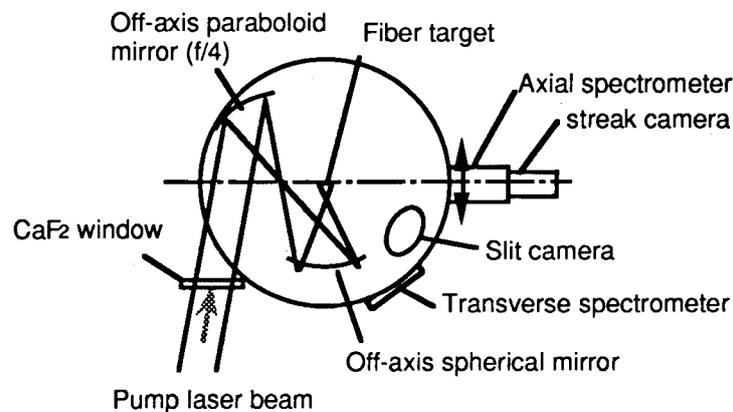


図 3.3 SPRITE KrF ラマンレーザーシステムを使用した実験の配置図。

実験に使用したターゲットは直径 $7\ \mu\text{m}$ の炭素ファイバーである。この炭素ファイバー自体の曲りは $1\ \text{mrad}$ 以下であった。ターゲットの設定は、分割視野光学系 [7] を用いて行なった。この光学系により得られる設定精度は位置精度が $\pm 1\ \mu\text{m}$ 、ターゲット軸の角度精度は $\pm 1\ \text{mrad}$ であった。

ターゲット軸方向に放射する軟X線を斜入射分光器を用いて計測した。この斜入射分光器には、 $1200\ \text{本}/\text{mm}$ の平面結像型回折格子 [8] を使用し、スペクトルをX線ストリークカメラ（浜松ホトニクスC4575 [9]）によって時間分解計測した。また、ストリークカメラの光電子カソード上の光量増加を目的として分光器の分光スリット直前に金コートのトロイダルミラーを用いて光源からのX線を集光している。このトロイダルミラーによって決まる斜入射分光器の受光角は、水平方向と鉛直方向にそれぞれ約 $\pm 2\ \text{mrad}$ と約 $\pm 0.6\ \text{mrad}$ の範囲に制限される。また、プラズマ中で屈折した軟X線レーザー光を測定するためにこの斜入射分光器を水平方向に移動して、ターゲット表面からの中心受光角（観測角）を変化させた。実験では、ターゲット軸上（中心受光角 $0\ \text{mrad}$ 、受光範囲 $-2 \sim 2\ \text{mrad}$ ）とターゲット表面からレーザー照射側 $4\ \text{mrad}$ （受光範囲 $2 \sim 6\ \text{mrad}$ ）の2つの方向について測定した。この分光器システムの測定波長域は $13 \sim 19\ \text{nm}$ で、波長分解能は約 $0.25\ \text{nm}$ であった。この波長分解能は分光スリット幅（ $300\ \mu\text{m}$ ）によって決定されている。

X線ストリークカメラの光電子カソードは、幅 $650\ \mu\text{m}$ 長さ $10\ \text{mm}$ のスリット状のものである。このスリット幅の場合の時間分解能は約 $60\ \text{ps}$ である。厚さ $100\ \text{nm}$ のプラスチック（パリレン； C_8H_8 、比重約 $1\ \text{g}/\text{cc}$ ）に厚さ $5\ \text{nm}$ のアルミニウムを蒸着した薄膜基板に観測波長域で高感度のCsI [10] を泡沫状にして厚さ約 $100\ \text{nm}$ コーティングしたものを光電子カソード材料として使用した。アルミニウム層は、主にカソードの電位安定と泡沫状 CsI への電荷供給を目的として使用した。

このカソードの波長感度をプラスチックやアルミ膜の透過率とカソード材料の感度から求めたところ、バルマー β 線の波長に対する感度は、バルマー α 線の波長に対する感度の約 $2 \sim 3$ 倍であった。

ターゲット軸外の方向にスリットカメラ（測定波長域約 $0.3\ \text{keV}$ 以上）を使用して、X線発光強度の空間分布を測定した。この実験条件下でレーザーの照射強度を変化させた場合、スリットカメラによるX線発光強度の測定結果は、照射強度（吸収強度）とほぼ線型な関係をもつことがわかっている。さらに、スリットカメラによる照射レーザー光の吸収強度の測定結果と発光スペクトル強度の空間分布の関係を調べるために、ターゲット軸外の方向に空間分解型の斜入射分光器を配置し同時計測した。すでに述べたように、ヘリウム様イオンの β 線に対する水素様イオンのライマン β 線の強度比から利得の発生を推定できる。軸に垂直な方向で観測した場合に、これらのスペクトル線がプラズマ中で受ける吸収は 10% 程度であることが他の実験で測定されており [11]、この計測結果に対する影響は線強度比の値において 10% 以下であったと考えられる。空間分解型斜入射分光器による線強度比の空間分布の測定結果は、スリットカメラによるX線発光強度（したがって照射レーザー光の吸収強度）の空間分布の測定結果に定性的によく対応した。この実験条件下のX線発光強度（したがって照射レーザー光の吸収強度）の最大値を与える位置では、この線強度比（ $I_{\text{Ly}\beta}/I_{\text{He}\beta}$ ）は約 1.5 で、利得の発生が予測される線強度比が実現していることが確認された [11,12]。

[3.4] 実験結果と考察

図 3.4 に、長さ $5\ \text{mm}$ のプラズマからのスペクトルを、中心観測角 $4\ \text{mrad}$ で時間分解計測した結果を示す。図中左にバルマー β 線（波長 $13.5\ \text{nm}$ ）が、右にバルマー α 線（ $18.2\ \text{nm}$ ）の時間分解スペクトルが得られている。分光されたバルマー β 線はライマン α 線（ $3.4\ \text{nm}$ ）の4次回折光と重なる可能性があるが、このことについてはストリークカメラの代わりに軟X線フィルムを用いて広い波長域（ $5 \sim 30\ \text{nm}$ ）の時間積分

スペクトルを計測し、その影響を調べた。フィルム上のライマン α 線の 3 次回折光の位置に信号がほとんど観測されなかった。この回折格子のブレイズ波長は約 9 nm であるから、ライマン α 線の 4 次回折光がバルマー β 線に与える影響は少なかったと考えられる。図より水素様バルマー α 線の発光ピークが制動放射光やバルマー β 線のピークに比べ約 200 ps 遅れているのがわかる。これはシミュレーションによって予測されたように、バルマー α 線の利得がレーザー照射後から時間的に遅れて発生するので発光ピークが遅れたと考えられる (図 3.2 参照)。

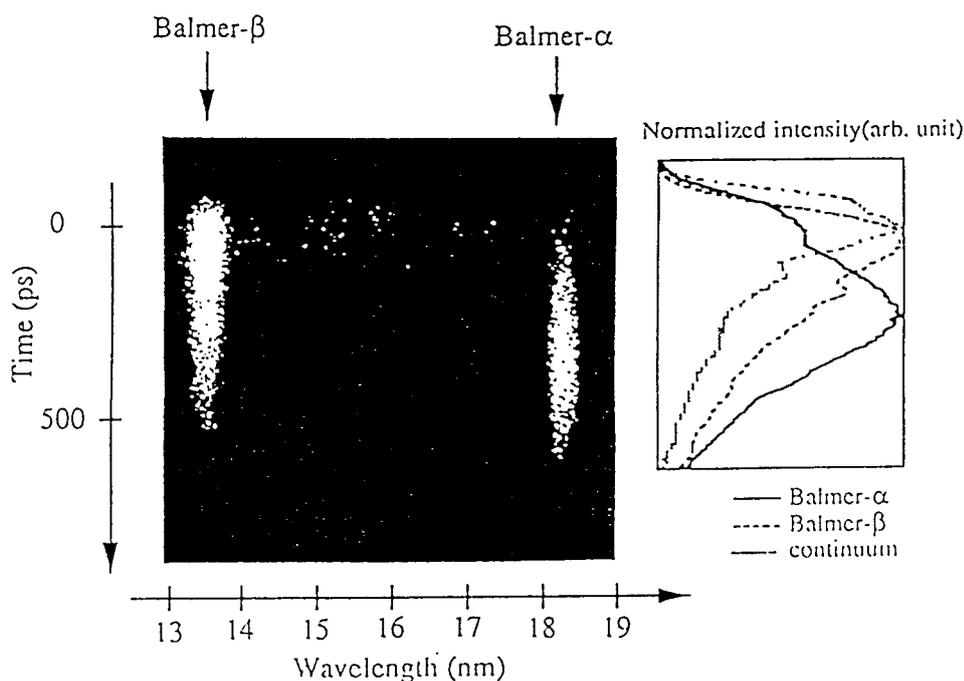


図 3.4 長さ 5 mm のターゲットに対して斜入射分光器により計測した軸方向の時間分解スペクトル。照射レーザーのピーク時刻は制動放射光のピークを基準にしている。

バルマー α 線の時間分解利得係数は、長さの異なるターゲットからのバルマー α 線の強度の比から求めた。軸方向に得られる軟 X 線レーザー光の強度 $I(t)$ は、媒質が一樣とすれば時間分解利得係数を $g(t)$ とすると以下の関係がある [13]。

$$I(t) \propto \frac{\exp(g(t) \cdot l) - 1}{g(t)} \quad (3-1)$$

図 3.5 に、観測角 4 mrad の場合の 2 種類のターゲット長 (5 mm、1.5 mm) のストリークカメラのデータから (3-1) を用いて求めた時間分解利得係数を示す。時間原点 (0 ps) は、制動放射光のピーク時刻とした。利得値を算出する際のエラーバーは主に計測器の S/N とスリットカメラによるプラズマ長さの計測値の精

度によって決まる。図 3.5 から、エラーバーを考慮してもレーザー照射後 200 ps 以降に利得が発生していると考えられる。プラズマを一様な利得媒質と仮定した場合、プラズマ長さ 5 mm に対してピーク値で利得長積 2 ± 1 (利得係数 $4 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$) が得られた。

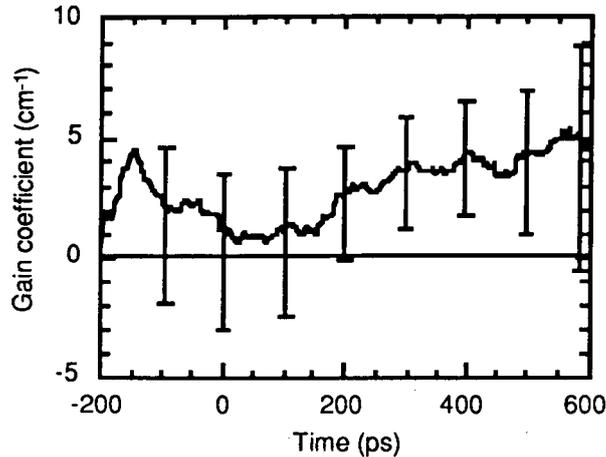


図 3.5 ターゲット長さの違うショットによって求めた時間分解利得係数。

また、軸上 (中心観測角 0 mrad) では、観測角 4 mrad のときと同様にバルマー α 線の発光ピークが時間的に遅れることを観測したが、エラーバーを考慮した場合、バルマー α 線に明らかな利得の発生 (増幅) は見られなかった。また、予想された鋭い指向性 (発散角約 0.2 mrad) は観測されなかった。以上のような増幅の観測角依存性は、増幅された軟 X 線レーザー光が偏向していたことを示していると考えられる。

図 3.1 に示されるように、レーザー照射直後はプラズマ中でのバルマー α 線の吸収が大きいと考えられるが、図 3.5 では大きな吸収は観測されていない。観測角 4 mrad では長さ 5 mm のプラズマを見込む長さは約 20 μm であり、図 3.1 よりレーザー照射後 50 ps では吸収領域の大きさは 20 μm 程度である。レーザー照射直後はプラズマの見込み長さに比例する発光量の影響が無視できないため、結果として見かけの吸収 (吸収係数) が小さくなったと考えられる。

利得長積が小さくなると指数関数的な増幅が小さいために水素様イオンの存在する領域中で利得のない部分からのバルマー α 線の発光が観測結果に与える影響も考慮する必要がある。出力端における局所的な強度の増加は一様な利得媒質を考えた場合に比べて大きいことになる。しかし、このような効果を考慮したとしても、実験で得られた利得長積はシミュレーションによって予測された値 (プラズマ長さ 5 mm のとき利得長積約 30) に比べて著しく小さかった。

実験結果を理解するために、以下に示す種々の要因によって軟 X 線レーザー光がプラズマ中を伝播する過程で偏向したり、利得長積が減少することを考察した。

I. プラズマ中の電子密度勾配による屈折の効果

プラズマ中で発生する電子密度勾配によって軟 X 線レーザー光が屈折し、伝播中に利得領域から逸脱することが考えられる。シミュレーションによる予測によると利得領域の電子密度勾配 $\text{grad}(n_e)$ は約 10^{22} cm^{-4} であり、バルマー α 線が受ける屈折の曲率半径は約 7 m となる。したがって、長さ 5 mm のプラズマ長に対し

て屈折角は約 0.7 mrad となる。これは 5 mm のプラズマ中を伝播したときの変位が約 4 μm であることに相当する。利得領域の幅から、この変位がもたらす利得長積の減少は 3 程度であると見積もれる。この効果では、実験結果のような利得長積の著しい減少を説明することはできない。

II. 利得領域の移動による効果

軟 X 線レーザー光が、利得領域を伝播する時間内における利得領域の移動によって偏向することが考えられる。X 線が、長さ 5 mm のターゲットプラズマ中を伝播する時間は 17 ps である。図 3.1 より利得領域の移動速度は約 4×10^7 cm/s であるので、この時間における利得領域の移動は約 7 μm である。移動するプラズマによって形成される利得領域のターゲット初期表面に対する勾配（したがって偏向方向）は約 1.4 mrad と計算される。

また、軟 X 線レーザー光が長さ 5 mm のプラズマを伝播する時間（17 ps）に利得係数が変化することにより、利得長積が減少すると考えられる。図 3.1 から利得係数の時間的変化を考慮すると、プラズマ中を伝播する時間経過に起因する利得長積の減少は 2 程度であると見積もれる。この効果も実験結果のような利得長積の著しい減少を説明することはできない。

III. 照射レーザー光の吸収強度の不均一による効果

スリットカメラにより測定されたターゲットの X 線発光強度の空間分布は不均一で周期的な構造をもっていた。ターゲット上で照射レーザー光の吸収強度が不均一である場合、利得領域がターゲット表面上で直線的にならず、軟 X 線レーザー光が利得領域から逸脱しやすくなる可能性がある。図 3.6 にこの様子を模式的に示した。ここで、照射レーザー光の吸収強度の揺らぎの周期を $2 \Delta l$ とした。照射レーザー光の吸収強度が不均一である場合、プラズマの膨張速度が空間的に違うために利得領域がターゲットの初期表面に対して傾いてしまう。ターゲット側には高い吸収をもつ領域があるので、利得領域の傾斜によって軟 X 線レーザー光が軸方向およびターゲットから離れる方向に放射する。さらに著しい吸収の不均一が存在するとプラズマ軸上で利得領域が連続しなくなる。軸方向の利得領域の連続性が吸収領域のため著しく小さくなるので、長さ Δl の複数個のプラズマが各々軟 X 線レーザー光を増幅することとなる。このとき、式 (3-1) に示した軸方向の強度はプラズマの長さ l に対して以下の関係式で表される状態に近づく。

$$I(t) \propto \frac{l}{2\Delta l} \frac{\exp(g(t) \cdot \Delta l) - 1}{g(t)} \quad (3-2)$$

式 (3.2) で表されるような状態では、軟 X 線レーザー光の強度はプラズマの長さに比例し、たとえ利得があってもターゲット長さに対して指数関数的な増幅は見られなくなる。

例として照射レーザー光の吸収強度がターゲット軸上に沿った方向に 1 mm 周期で 10 % 減少している場合を考える。準定常の一次元デフラグレーションモデル [15] では、プラズマの温度は照射レーザー光の吸収強度の $2/3$ 乗に比例し、プラズマの膨張速度（移動速度）はプラズマの温度の $1/2$ 乗に比例する。シミュレーションによる予測では、バルマー α 線の利得領域がプラズマの移動速度と同じ速度で移動することが示されている。

照射レーザー光の吸収強度の 10 % の減少は、プラズマ温度の約 7 % 減少とプラズマ移動速度（したがって利得領域の移動速度）の約 3 % の減少につながる。図 3.2 に示されるようにレーザー照射後 150 ps に利得領域がターゲット初期表面から 55 μm の位置にピークをもつことを考慮すると、吸収強度が 10 % 減少し

た部分の利得領域は $55 \mu\text{m}$ に対して約 $2 \mu\text{m}$ ターゲット初期表面に近くなることになる。吸収強度にさらに大きな分布がある場合には式 (3-2) で表されるような状態に近づくので、利得長積は著しく減少することになると考えられる。以上のように、吸収強度の空間的分布によって利得長積が著しく減少することが説明できると考えられる。

また、前に述べたように照射レーザー光の吸収強度の不均一によって、吸収強度が半分になるとバルマー α 線の利得がなくなるとも予測されている。発生する利得の最大値もほぼ線型的に変化すると予測されているので、照射レーザー光の吸収強度が 10% 減少した部分ではレーザー照射後 150 ps に生じる利得係数の最大値は約 20% 小さくなると予想される。この効果によって長さ 5 mm のプラズマに生じる利得長積の最大値は、軸方向で約 25 と見積もることができ、吸収強度の不均一がないときに比べ約 5 減少する。照射レーザー光の吸収強度が同じ周期で 20% 減少すると仮定すると、10% 減少の場合と同様の方法で計算して、利得長積は約 10 減少すると見積もれる。

X線発光強度分布（吸収強度分布）の中には、実験結果の周期（約 1 mm）や振幅（10% ~ 20%）よりもさらに小さな周期で小さな振幅をもつランダムな揺らぎが見られた。このような小さな揺らぎに起因する利得領域の変位はさらに小さいと見積もられ、利得長積の減少に与える影響は少なかったと考えられる。

また、図 3.1 に示された予測によると、時間が進むと利得係数が低下する一方で利得領域の大きさが大きくなり、利得領域のターゲット表面側にある吸収領域の大きさやその吸収係数が小さくなることからわかる。その結果、増幅に対する制限が緩和されたために、バルマー α 線の発光や利得のピークが計算によって予測される時刻（レーザー照射後 150 ps）より時間的に遅れたと考えられる。

以上より、プラズマ中の電子密度勾配による軟X線レーザーの屈折、利得領域の移動や照射レーザー光の吸収強度の不均一の効果は、合成して約 2 mrad 以上の偏向角を生じるので、実験結果の観測角依存性に関係したと考えられる。プラズマ中の電子密度勾配による軟X線レーザーの屈折、利得領域の移動の効果が利得長積の減少に及ぼす影響は少ないが、照射レーザー光の吸収強度の不均一の効果は、利得長積の減少に大きく影響し得ることがわかった。

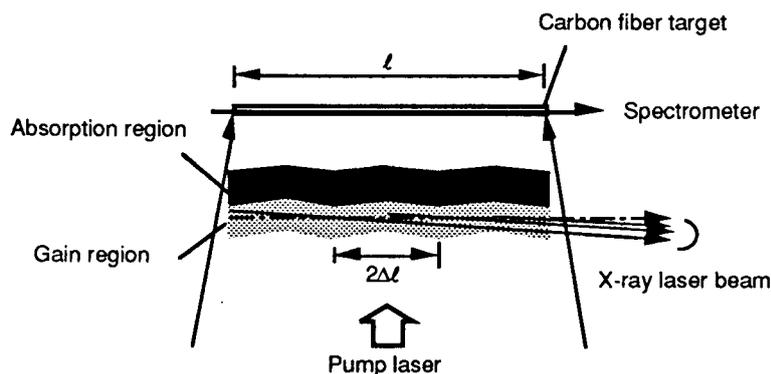


図 3.6 強度の不均一による利得領域の揺らぎや傾きにより実行的な利得長が制限される。

[3.5] まとめ

この章では、英国ラザフォード研究所のKrFラマンレーザーシステム (SPRITE) を励起用レーザーとして再結合型軟X線レーザーの実験を行なった。励起レーザー光 (パルス幅 12 ps) を炭素ファイバターゲットに照射し、水素様炭素バルマー α 線の利得係数を測定した。バルマー α 線の利得による増幅は、中心観測角 4 mrad の計測でレーザー照射後 200 ps 以降に利得長積約 2 ± 1 が観測された。利得がレーザー照射後遅れて発生することは計算による予測と定性的によく一致した。しかし、利得長積が著しく小さくなったためにバルマー α 線の狭い増幅パルス幅や鋭い指向性をはっきりと観測できなかつたと考えられる。実験結果における利得長積の減少には、照射レーザー光の吸収強度の不均一が影響することが明らかになった。

参考文献

- [1] M.H.Key, *J. de Physique* **49** (1988) C1-135.
- [2] M.H.Key, N.Tragin and S.J.Rose, Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-91-025** (1991) p.47.
- [3] A.Djaoui and S.J.Rose, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25** (1992) 2745
- [4] H.R.Greim, *Plasma spectroscopy* (MacGrow-Hill, Inc., New York, 1964) p.148.
- [5] E.C.Harvey, C.J.Hooker, J.R.Houliston, M.H.Key, A.K.Kidd, J.M.D.Lister, I.N.Ross, and M.J.Shaw, Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-91-025** (1991) p.77.
- [6] I.N.Ross, Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-91-025** (1991) p.106.
- [7] I.N.Ross, J.Boon, R.Corbett, A.Damerell, P.Gottfeldt, C.Hooker, M.H.Key, G.Kiehn, C.Lewis, and O.Willi, *Appl. Opt.* **23** (1987) 1584.
- [8] T.Kita, T.Harada, N.Nakano, and H.Kuroda, *Appl. Optics* **22** (1983) 512.
- [9] K.Kinoshita, M.Ito and M.Suyama, *Proc. of SPIE* **981** on *High Speed Photography, Videography, and Photonics VI* (1988) p.62.
- [10] B.L.Henke, J.PKnauer and K.Premaratne, *J.Appl.Phys.* **52** (1981) 1509.
- [11] J.Zhang, M.H.Key, P.Norreys, G.J.Tallents, Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-92-020** (1992) p.80.
- [12] J.Zhang, L.Dwivedi, Y.Kato, M.H.Key, R.Kodama, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, K.Murai, P.Norreys, G.J.Pert, S.A.Ramsden, H.Shiraga, C.Smith, G.J.Tallents, J.Uhomoibhi, G.Yuan, Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-92-020** (1992) p.107.
- [13] R.C.Elton, *X-RAY LASERS* (Academic Press, Inc., San Diego 1990) p.20.
- [14] R.A.London, *Phys. Fluids* **31** (1988) 184.
- [15] R.Fabbro, C.Max and E.Fabre, *Phys. Fluids* **28** (1985) 1463.

第4章：水素様ナトリウム軟X線レーザーに関する研究

電子再結合型軟X線レーザーでは、短パルスレーザー光照射により生成した急激な密度勾配中に利得が発生する。屈折効果が無視できなくなると、軟X線レーザー光が利得領域から逸脱し、高い利得長積が得られないと予想できる。

この章では、大阪大学レーザー核融合研究センターの激光モジュールII号(GMII)ガラスレーザーシステムを用いた電子再結合励起型水素様ナトリウムバルマー α 線レーザー(波長5.4 nm)について述べる。波長0.53 μm , パルス幅20 ps, エネルギー18 Jのガラスレーザー光を、フッ化ナトリウムの薄膜に線状に照射し、光軸方向に得られる水素様ナトリウムバルマー α 線の時間積分光量の角度分布を測定した。また、計算によって得られた利得の時間的空間的分布をもとに光路追跡を行ない、実験結果と比較した。その結果、実験で得た角度分布は、屈折効果に起因する角度分布を用いてよく説明できた。

以上の結果より、再結合励起型軟X線レーザーを短波長化する場合には電子密度勾配による屈折効果が重要であることが明らかになった。

目次

[4.1] はじめに	41
[4.2] 実験および実験結果	41
[4.3] シミュレーションコードによる予測	42
[4.4] 光路追跡計算による考察	43
[4.5] まとめ	45
参考文献	

[4.1] はじめに

水素様ナトリウムバルマー α 線レーザー（波長 5.4 nm）は、大阪大学レーザー核融合研究センターにより利得発生が報告されている [1]。パルス幅 28 ps、波長 0.53 μm 、照射強度約 $6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ において、軸方向と軸外し方向の線強度比の計測により増幅の利得係数約 8 cm^{-1} （利得長積約 4 cm^{-1} ）が得られている。

軟X線レーザーの波長が短くなると高密度領域に利得が発生するため、軟X線レーザー光の屈折効果が特に重要になると予想される。以下に、バルマー α 線の角度分布と光路追跡計算により屈折効果を評価した。

[4.2] 実験および実験結果

実験では、激光モジュール II 号 (GMII) を励起レーザーとして使用した。発振器によって生成した 100 ps パルスを、光ファイバーと回折格子対によって 20 ps までパルス圧縮し、増幅したガラスレーザーの基本波を KDP 結晶により 2 倍高調波（波長 0.53 μm ）に変換し、エネルギー約 18 J でターゲット上に照射した。

図 4.1 に、照射光学系および計測器の配置を示す。円筒レンズと非球面レンズを組み合わせた光学系で線集光した。この線集光の長さは約 4.5 mm、集光幅は約 30 μm であり、ターゲット上での照射強度は約 $6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。

ターゲットは、厚さ 100 nm のプラスチック（バリレン； C_8H_8 、約 1 g/cc）上にフッ化ナトリウム (NaF；密度 2.558 g/cc) を約 1 μm の厚さに電子ビーム蒸着して使用した。照射レーザーは、NaF 膜側から照射した。本実験で使用したターゲットの長さは約 4 mm である。

プラズマ中で屈折した軟X線レーザー光を測定するために、ターゲットを微小角（0 ~ 30 mrad）回転させ、ターゲット表面からの中心受光角（観測角）を変化した。回転角はターゲットホルダーに取り付けた鏡による He-Ne レーザー光の反射光の位置により調整し、その設定精度は約 1 mrad であった。

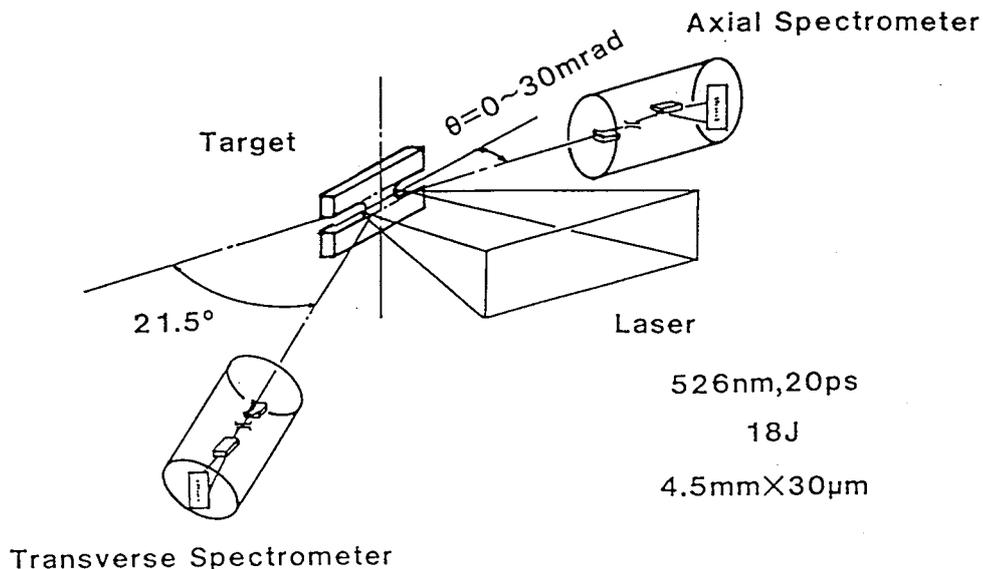


図 4.1 激光モジュール II 号ガラスレーザーシステムを使用した実験配置図。

ターゲット軸方向に放射する軟X線を、斜入射分光器を用いて計測した。この斜入射分光器には、2400 lines/mm の平面結像型回折格子 [2] を使用し、軟X線用フィルム (Kodak 101-07) により時間積分スペクトル計測を行なった。(付録 A 参照) 光量増加を目的として、分光器のスリット直前に金コートのトロイダル反射鏡を用い、光源からのX線をフィルム上に集光した。このトロイダル反射鏡によって決まる斜入射分光器の受光角は、水平方向と鉛直方向でそれぞれ約 ± 2 mrad と約 ± 0.6 mrad であった。この分光器システムの測定波長域は 2 ~ 14 nm、波長分解能は約 0.1 nm であった。この波長分解能は分光スリット幅 (300 μm) によって決定されていた。

図 4.2 に、水素様ナトリウムバルマー α 線の時間積分光量の角度分布を示す。バルマー α 線の光量がターゲット接線方向に対し約 10 mrad それた角度において最大値をもつことを観測した。

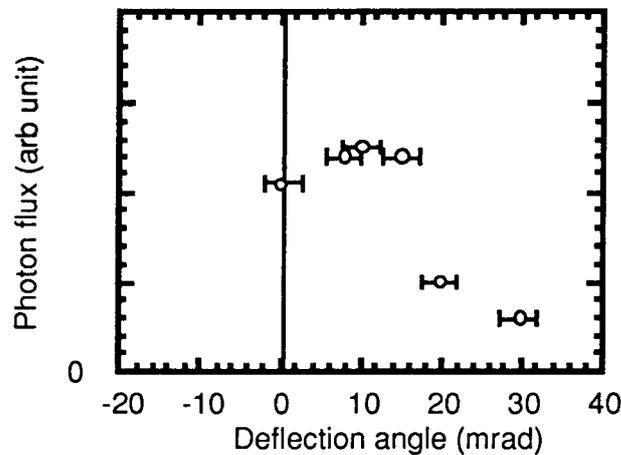


図 4.2 水素様バルマー α 線の時間積分光量の角度分布

[4.3] シミュレーションコードによる予測

実験結果の観測角度依存性には、プラズマ中の電子密度勾配による屈折効果が影響したと考えられる。そこで、利得の計算結果をもとにプラズマ中の光路追跡を行なって、軸方向に得られる軟X線レーザー光 (水素様ナトリウムバルマー α 線) 強度の角度分布を求めた。

この実験条件の利得値の計算は、英国ハル大学の Prof. G.J.Pert によって行なわれた。シミュレーションコードは、平均原子モデルを使用した一次元流体コードであった。このコードの中では、1 流体、2 温度 (T_e, T_i) を取り扱い、イオン化率、各準位の分布比率や利得係数を計算した。また、一次元コードによって通常は無視されているプラズマの二次元的な膨張による密度の低下を、流体の相似則を用いて膨張角 0.8 rad (約 46°) として補正した。ターゲット材料 NaF は、原子番号 11、質量数 21 をもつ仮想原子として扱われている。イオンの準位は主量子数 n のみに依存するとし、水素様とヘリウム様イオンの $n = 10$ までの準位についてはレート方程式を解くことにより求めた。

図 4.3 に、パルス幅 28 ps、波長 0.53 μm のレーザー光を集光幅 30 μm 、照射強度 6×10^{14} W/cm² で照射した条件での利得係数の時間的空間的分布の計算結果を示す。計算結果によると、照射レーザーピーク時刻から 60 ps 後にターゲット初期表面から約 15 μm の位置に利得係数約 18 cm⁻¹ が生じることを予測した。このとき、利得領域の幅は約 20 μm (半値全幅約 10 μm) であった。利得領域は、約 2.9×10^{21} cm³ の電子密

度領域にあるが、利得係数の最大値を与える時刻（照射レーザーピーク時刻から 60 ps 後）には、利得領域の電子密度勾配が約 $2.6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-1}$ になると予測された。波長 5.4 nm の水素様ナトリウムバルマー α 線に対する臨界密度は $3.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ であるので、屈折の曲率半径は約 0.3 m と見積もれる。

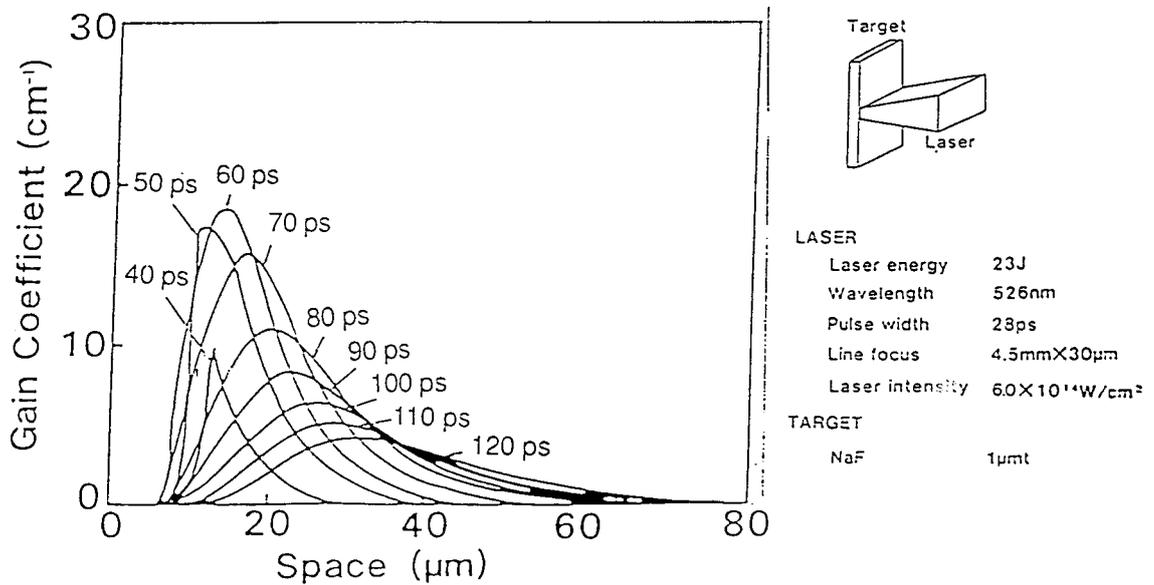


図 4.3 レーザー照射後各時刻における利得の空間分布：照射レーザーのピーク時刻は 0 ps である。

[4.4] 光路追跡計算による考察

上述の計算結果（利得係数、プラズマ状態など）を使用して、光路追跡コードにより角度分布への影響を考慮した。このコードでは、軟X線レーザー光がプラズマ各部分からの発光分布が電子密度勾配による屈折効果から計算される光路に沿って自然放射光増幅の式によって増幅するものとして取り扱った。軟X線レーザー光の放射率（emissivity）はレーザー遷移の上準位密度（この場合は $n=3$ 準位の密度 N_3 ）に比例するとし、光路上における各部分の利得係数を積算し、結果として得られる軟X線レーザー光（この場合は水素様ナトリウムバルマー α 線）の角度分布を計算した。

$$I(\theta_s) = \int_{x=0}^{\infty} \int_{z=0}^l \left[N_{n=3}(x) \cdot \exp\left(\int g(s) ds\right) \right] \cdot dz \cdot dx \quad (4-1)$$

ここで、 $N_{n=3}(x)$ はターゲット初期表面からの距離 x の位置にある $n=3$ 準位の密度であり、ターゲット長さ方向を z 方向とする。プラズマ中の点 (x, z) から発生したバルマー α 線はプラズマ中で屈折し、光路 s に沿って長さ l のプラズマ中を伝播する。また、光路 s は観測角 θ_s と関係づけられている。

図 4.4 (a) に、計算に使用した利得領域の利得係数 g 、電子密度 n_e および上準位密度 N_3 を示す。また、図 4.4 (b) に、これらの値を使用して求めたプラズマ中のバルマー α 線の光路と利得領域を示す。電子密度勾配による屈折によって軟X線レーザー光が利得領域から逸脱する様子が表されている。時間の経過とともに電子密度勾配は緩和し、光路は軸方向に向かう。

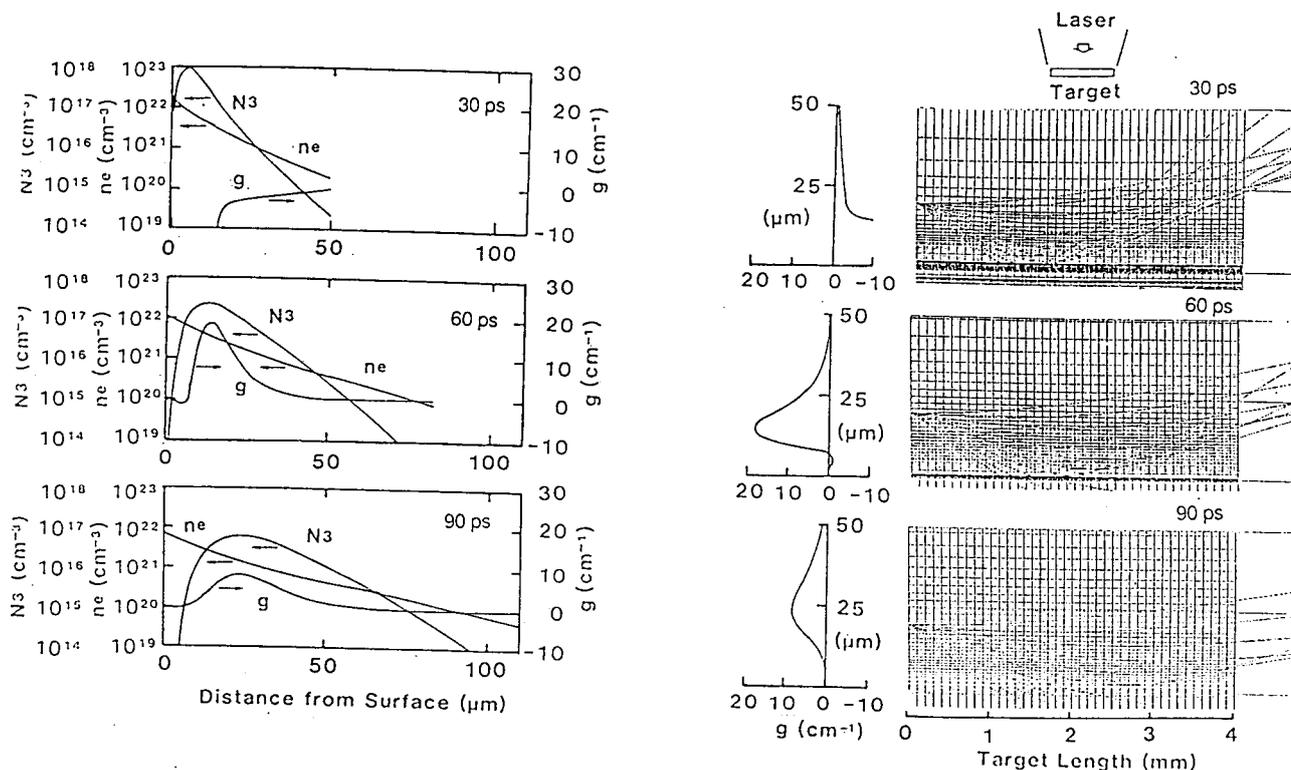


図 4.4 (左) 利得係数 g 、電子密度 n_e 、上準位密度 N_3 の空間分布、および (右) 光路追跡計算の例。時間の経過と共に屈折の効果は緩和している。

図 4.5 (a), (b) に、計算によって得られた軟X線レーザー光 (バルマー α 線) の時間分解および時間積分強度の角度分布を示す。強度の最大値を与える角度は時間の経過とともに軸方向に向かう。軟X線レーザー光は、レーザー照射後 90 ps において強度が最大となり、約 8 mrad の方向に偏向していること、および発光時間の半値全幅が約 20 ps であることが予測された。また、図 4.5 (b) によると時間積分計測では約 8 mrad の方向に光量のピークをもつことが予測され、図 4.2 に示す時間積分の実験結果とよい一致を示した。また、実験では図 4.5 (b) に予想されているような指向性を得ることはできなかった。この原因は、第 3 章で検討した利得係数の時間的変動やプラズマの不均一などに起因した可能性がある。

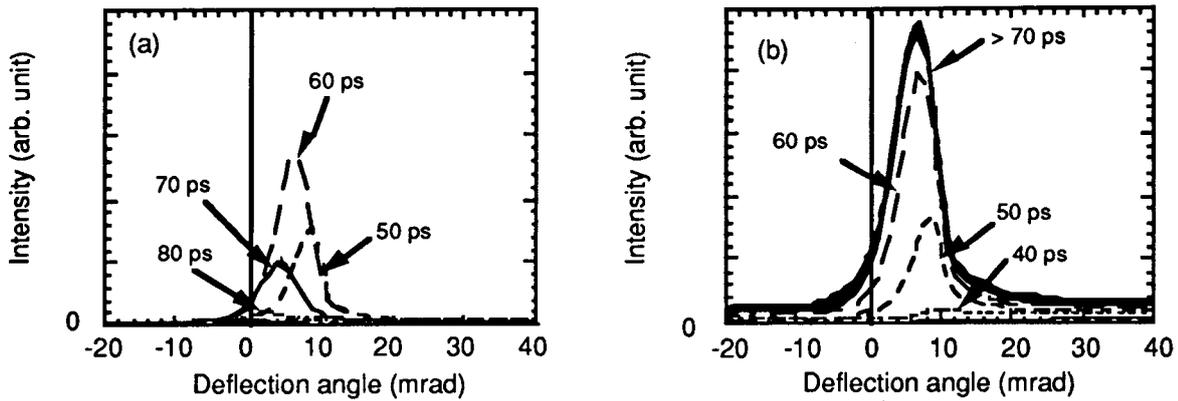


図 4.5 レーザー照射後各時間における (a) 時間分解強度、および (b) 時間積分光量の光路追跡計算の計算結果。

[4.5] まとめ

この章では、再結合型軟X線レーザーの短波長化を目的として大阪大学レーザー核融合研究センターの激光モジュールII号 (GMII) を使用し、電子再結合励起型水素様ナトリウムバルマー α 線レーザー (波長 5.4 nm) について研究した。観測角を変化させた実験により、約 10 mrad の方向に強度のピークがあることがわかった。流体コードによって計算した利得の空間分布を用い、電子密度勾配による軟X線の屈折を考慮した光路追跡計算を行ない、強度の観測角依存性を求めた。計算による強度の角度分布は、実験結果の観測角依存性をよく説明できた。

この結果より、電子再結合励起型軟X線レーザー (電子衝突励起型も含む) を短波長化する場合、その利得領域が高密度プラズマ中にあるために、電子密度勾配による屈折効果が重要になることが明らかになった。

参考文献

- [1] Y.Kato, E.Miura, T.Tachi, H.Shiraga, H.Nishimura, H.Daido, M.Yamanaka, T.Jitsuno, M.Takagi, P.R.Herman, H.Takabe, S.Nakai, C.Yamanaka, M.H.Key, G.J.Tallents, S.J.Rose, and P.T.Rumsby, *Appl. Phys. B* **50** (1990) 247.
 [2] N.Nakano, H.Kuroda, T.Kita and T.Harada, *Appl. Opt.* **23** (1984) 2384.

第5章：ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの増幅特性

電子衝突励起型ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーは、コヒーレンスの向上や飽和増幅の研究について世界中で発振の報告がなされている軟X線レーザーである。

この章では、大阪大学レーザー核融合研究センターの激光XII号ガラスレーザー装置を用いて実施した電子衝突励起型ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザー実験の詳細と実験結果について述べる。等価な照射条件下で薄膜 (exploding-foil)、平板 (single-slab) およびダブル平板 (double-slab) ターゲットを用いて、軟X線レーザーの5本のレーザー線の増幅特性について実験を行ない、時間変化や角度分布について考察した。また、屈折効果と「 $J=0-1$ 異常」問題を評価するために、流体計算と光路追跡計算を用いてプラズマ条件を調査した。

実験結果から、19.6 nm 線 ($J=0-1$ 遷移) は、他のレーザー線に比べて特異なふるまいをした。光路追跡計算の結果は、利得領域が電子密度が約 $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の領域であり、その電子温度が $J=0-1$ 遷移に対して約 0.6 keV または $J=2-1$ 遷移について約 1.2 keV であることが明らかになった。また、光路追跡計算とダブルターゲットの実験により、19.6 nm 線が屈折効果により増幅が妨げられていたことが明らかになった。

目次

[5.1] はじめに	47
[5.2] 実験	49
A. 照射光学系	
B. ターゲット	
(i) ターゲット構造	
(ii) ターゲットアライメント	
C. 計測系	
(i) 斜入射分光器	
(ii) X線スリットカメラ	
(iii) 結晶分光器	
[5.3] 増幅特性	57
(i) スペクトル	
(ii) 角度分布	
(iii) 時間波形	
(iv) 利得係数	
(v) 時間コヒーレンス	
[5.4] 考察	63
A. 屈折効果の評価	
B. $J=0-1$ 線のふるまい	
[5.5] まとめ	67
参考文献	

[5.1] はじめに

セレン (Se; $Z=34$) において軟X線の増幅が実証されて以来 [1,2]、ニッケル様金の 3.56 nm [3] からネオン様チタンの 32.65 nm [4] にわたる波長域で、電子衝突励起軟X線レーザーが開発されてきた。波長域を広げる以外にも、飽和増幅 [3,5]、空間コヒーレンス [6,7] およびスペクトル幅 [10,11] の評価もなされている。

着実に成果が達成されているにも関わらず、電子衝突励起軟X線レーザーにおける基礎過程や特性改善に重要な課題が残されている。そのひとつに軟X線レーザー光の屈折効果がある。薄膜ターゲット

(exploding-foil target) は、対称な利得形状が得られ、長い利得長にわたって軟X線の増幅が達成されるように工夫されたものである。薄膜ターゲットでは、セレン (Se; $Z=34$) [3] やイットリウム (Y; $Z=39$) [7] において、それぞれ 6.2 cm と 3.8 cm のターゲット長さを使用して飽和増幅が達成されている。また、屈折によるモード選択およびゲインガイドングによって横モード数が削減され、空間コヒーレンスが向上することが理論的に示されている。しかし、このような空間モード選択は、大きなビーム発散角 [15] と小さなコヒーレンス長 [8] からわかるように実験では観測されていない。薄膜ターゲットに対する角度分布は、典型的に2つのピーク (> 10 mrad) をもっている [3,15,16]。また、平板ターゲット (single-slab target) においても、ビーム発散角は大きい。ダブルターゲット (double-slab target) は、平板ターゲットにおける屈折効果を補償するために工夫されたものである。ダブルターゲットにおいてターゲット長さを 5.6 cm まで増加して、ネオン様ゲルマニウムレーザーの $J=2-1$ 遷移における飽和増幅が達成されている [6]。また、ダブルターゲットを使用して、3.6 mrad のビーム発散角が観測されている [5]。これらの結果は、特に平板ターゲットにおいて、屈折効果の理解が必要であることを示唆している。

別の課題は、ネオン様イオンの $3p^33p-3p^23s$ 遷移における $J=0-1$ 線に対する $J=2-1$ 線の利得の理論計算と実験結果が一致しないことである。初期の計算 [1] だけでなく、 $J=2$ 上準位へ励起する二電子性再結合過程を扱う最近の改善されたモデル [19,20] を使用しても、ネオン様セレン [21,22] やゲルマニウム [23] について $J=0-1$ の利得が $J=2-1$ の利得より大きくなるのが理論的に予測されている。これらの予測は、セレン (Se; $Z=34$) [2, 3,24]、ストロンチウム (Sr; $Z=38$) [25]、モリブデン (Mo; $Z=42$) [26]、銀 (Ag; $Z=47$) [27] に対して薄膜ターゲットを使用した実験結果と一致しない。また、平板ターゲットを使用した実験 [17,28,29,30] では、 $J=0-1$ と $J=2-1$ の利得の比はゲルマニウム (Ge; $Z=32$) とセレン (Se; $Z=34$) では 1 より小さく、銅 (Cu; $Z=29$) と亜鉛 (Zn; $Z=30$) では 1 より大きくなっている。これらの実験結果は利得比と原子番号の系統的な依存性を示すように見えるが、実験のターゲット構造が異なる ($Z > 34$ には薄膜、 $Z < 34$ には平板) ために、この Z 依存性は確かではない。多層膜反射鏡では分離できない隣接した波長で発振する $J=2-1$ 線よりも、単色化が容易な強い $J=0-1$ 線は魅力的なレーザー線である。このため、この「 $J=0-1$ 異常 ($J=0-1$ anomaly)」問題は、原子物理的な見地からだけでなく応用においても重要な意義をもつ。

図 5.2 にネオン様ゲルマニウムイオンのエネルギー準位図を示した。5本のレーザー線の増幅が報告されている。また、表 5.1 にネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの実験の報告例を示した。

表 5.1 ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの報告例

	遷移 ¹⁾	Wavelength (nm)	Gain coefficient (cm ⁻¹)	g ²⁾	Laser	Target	Ref.
Ge (Z = 32)	A	23.2	3.7	-	VULCAN(RAL) 2.5×10 ¹³ W/cm ² 1.06μm, 1 ns	3.2cm-long Ge slab	[17]
	B	23.6	3.8	-			
	C	28.7	3.0	-			
	D	24.7	2.2	-			
	E	19.6	2.7	-			
Ge (Z = 32)	A	23.2	4.1	-	Pharos III(NRL) ~1×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 1-2ns	1.5cm-long Ge slab	[29]
	B	23.6	4.1	-			
	C	28.7	4.1	-			
	D	24.7	2.7	-			
	E	19.6	3.1	-			
Ge (Z = 32)	A	23.2	4.15	-	LP2(NRC) 1.25×10 ¹³ W/cm ² 1.06μm, 1.7ns	1.2cm-long Ge slab	[31]
	B	23.6	4.2	-			
	C	28.7	>2	-			
	D	24.7	3	-			
	E	19.6	2.35	-			
Ge (Z = 32)	A	23.2	2.5	-	GDL(LLE) 1.5×10 ¹³ W/cm ² 1.054μm, 0.65ns	2.2 cm-long Ge	[32]
	B	23.6	2.5	-			
	C	28.7	1.8	-			
	D	24.7	1.0	-			
	E	19.6	1.5	-			
Ge (Z = 32)	A	23.2	3.66	~14	Shenguang 1.2×10 ¹³ W/cm ²	4 cm-long Ge slab	[30]
	B	23.6	3.66	~14			
	C	28.7	3.52	-			
	D	24.7	2.57	-			
	E	19.6	2.67	-			
Ge (Z = 32)	A	23.2	2.1	-	Phebus(CEL-V) 6×10 ¹³ W/cm ² 0.53μm, 0.65ns	2.2 cm-long Ge foil 27μg/cm ² Ge on 15μg/cm ² Formvar	[33]
	B	23.6	2.3	-			
	C	28.7	-	-			
	D	24.7	-	-			
	E	19.6	-	-			
Ge (Z = 32)	A	23.2	2.9	-	Gekko XII(ILE) 1.7×10 ¹³ W/cm ² 1.06μm, 1 ns	4.5 cm-long Ge slab	[34]
	B	23.6	2.5	-			
	C	28.7	3.3	-			
	D	24.7	2.2	-			
	E	19.6	2.0	-			

1) 図 1.6 参照

2) 利得長積：利得 (g) × プラズマ長 (l)

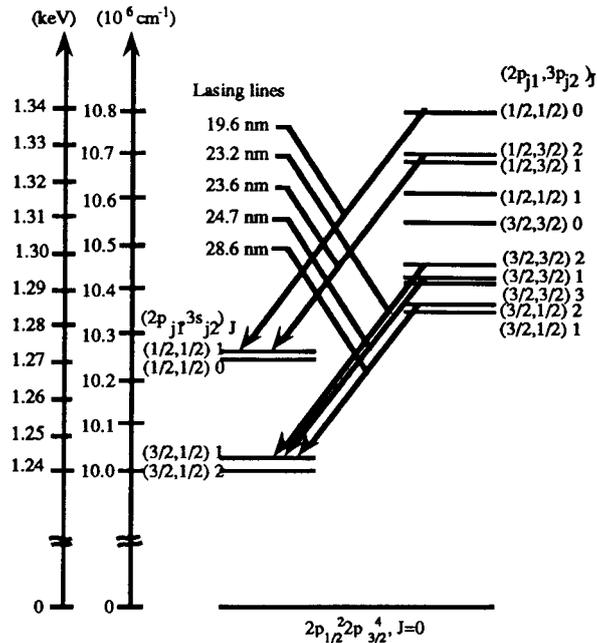


図 5.1 ネオン様ゲルマニウムイオンのエネルギー準位とレーザー遷移波長

[5.2] 実験

第5章から第10章で述べる実験結果は、表5.2に示す3回の実験において得た結果である。

図5.2に、激光XII号を用いた電子衝突励起型ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの実験配置図を示す。軸方向斜入射分光器および軸外し斜入射分光器を用いて軟X線スペクトルを計測し、結晶分光器およびスリットカメラを用いて線状プラズマからのX線発光を計測した。軸方向斜入射分光器と逆の軸方向（図5.2中のBeam lineの位置）では、高波長分解能斜入射分光器（HIREFS）を用いたスペクトル幅の精密測定、または多層膜軟X線反射鏡を用いた空間コヒーレンスの測定およびインラインホログラフィーの実験（第7章参照）を行なった。以下に、照射光学系、ターゲットおよび計測系について述べる。

表 5.2 激光 XII 号を使用した電子衝突励起型ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザー実験

シリーズ実験	IM-07-GXII	IP-05-GXII	IQ-02-GXII
実験期間	1991.3	1992.10-11	1993.7

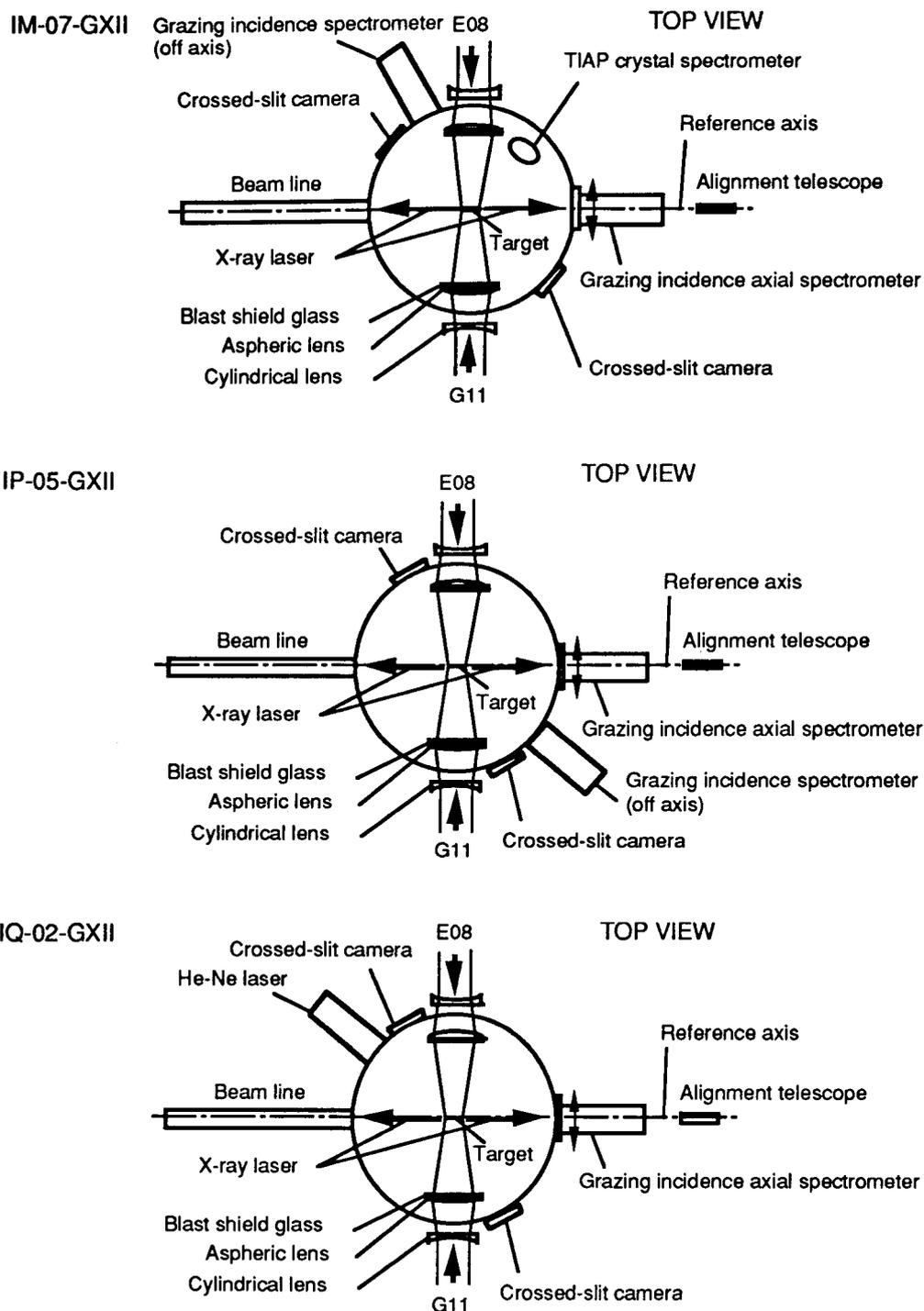


図 5.2 実験配置図：（上）IM-07-GXII、（中）IP-05-GXII および（下）IQ-02-GXII

A. 照射光学系

実験に使用した励起光源は、激光XII号（GEKKO-XII）ガラスレーザーシステムであった。水平面内の2本のビーム（G11, E08）をターゲットチャンバー（T-II）中に置いた平面のターゲット上に線状集光した。各ビームの直径は32 cmで、ガラスレーザーの基本波（波長1.053 μm）をパルス幅1 ns（ガウス波形のFWHM）、ターゲット上でのエネルギー約1.1 kJであった。シリンドリカルレンズと非球面集光レンズ（F/3）の組み合わせにより水平面上に約6 cmの集光長で集光照射した。集光位置がターゲット面に対して湾曲しているために集光幅は一様ではなかった。この様子を図5.3に示している。図5.3(a)に示すように、水平座標（x）と集光位置座標（z）の間には $z(\mu\text{m}) = 3.8 \times x^2(\text{mm})$ の関係があった。平板上のターゲットを置いたとき、ターゲット上での集光幅は集光位置との交差位置に2つの狭い集光点をもっていた。ターゲットは28 mm離れた50 μm幅の狭い領域をもつ集光パターンになるように $z = 750 \mu\text{m}$ の位置に置いた。図5.3(b)に、後で述べるX線スリットカメラ（x-ray crossed-slit camera）によって得られたプラズマからのX線発光分布を示す。この発光分布は、図5.3(c)に示した線集光の形状とよく対応していた。各ビームの平均集光幅は100 μm、ターゲット上での平均照射強度は $1.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ であった。

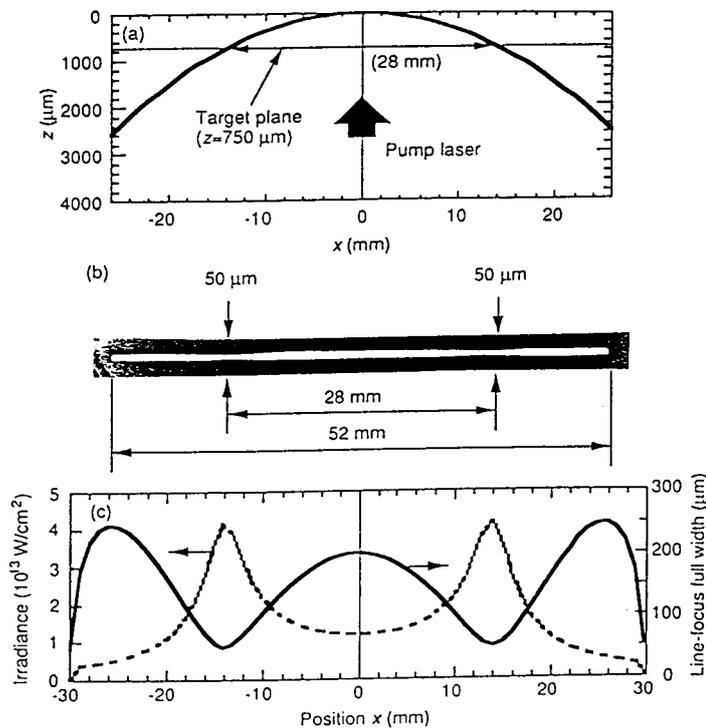


図 5.3 線集光の詳細： (a) 集光位置、 (b) スリットカメラ像および (c) 照射強度分布

B. ターゲット

(i) ターゲット構造

図 5.4 に、実験に使用したターゲット構造を示す。

◆薄膜ターゲット (Exploding-foil target) は、幅 $200\ \mu\text{m}$ の Ge ストライプを厚さ $120\ \text{nm}$ のバリレン膜 (C_8H_8 : 密度 $\sim 1.1\ \text{g/cm}^3$) で両側からサンドイッチした構造になっていた。Ge 層の厚さを $50\ \text{nm}$ から $180\ \text{nm}$ まで変化し、 $23.2\ \text{nm}$ 線と $23.6\ \text{nm}$ 線の光量が最大になるように最適化した結果、 $120\ \text{nm}$ で最適であることがわかった [35]。この厚さは、面積密度 $65\ \mu\text{g/cm}^2$ に相当する。コヒーレンス向上のため小さい利得領域を得ることができるよう、厚さ $120\ \text{nm}$ の Ge の代わりに全体の厚さが $120\ \text{nm}$ となる Cu-Ge-Cu 膜を使用した実験も行なった。薄膜ターゲットにおける平均照射強度は、2 ビーム照射のために他のターゲットの場合の2倍となり、 $3.4 \times 10^{13}\ \text{W/cm}^2$ であった。

◆平板ターゲット (Single-slab target) は、幅 $200\ \mu\text{m}$ 厚さ $1\ \mu\text{m}$ ($540\ \mu\text{g/cm}^2$) の Ge ストライプを表面の平面度 $2\ \mu\text{m}$ 以下の厚さ $1.5\ \text{mm}$ の石英板に蒸着したものであった。ガラス基板からの X 線放射がスペクトルを複雑にするのを避けるために、石英板は $100\ \text{nm}$ 厚さのバリレン膜で予め覆われていた。

◆ダブル平板ターゲット (Double-slab target) は、平板ターゲットにおける屈折の効果を補償するために考案されたターゲットである。具体的配置は、2枚の平板ターゲットをストライプの両端のすき間が $500\ \mu\text{m}$ で面間隔が $300\ \mu\text{m}$ であった。この間隔において $23.2\ \text{nm}$ 線と $23.6\ \text{nm}$ 線の光量が最大になる。2枚の平板ターゲットの平行度と間隔の調整精度は、それぞれ $1\ \text{mrad}$ と $10\ \mu\text{m}$ である。対向の照射レーザービームを使用するために、図 5.4 (c) のようにレーザービームの半分を遮光した。照射強度分布は、平板ターゲットと同じになるように照射光学系を調整した。

◆湾曲ターゲット (Curved-slab target) は、平板ターゲットを軟 X 線レーザー光の屈折の曲率に合わせて平面ターゲットを曲げて作成する。この章の実験では使用しなかったため、詳細は第 6 章で述べる。

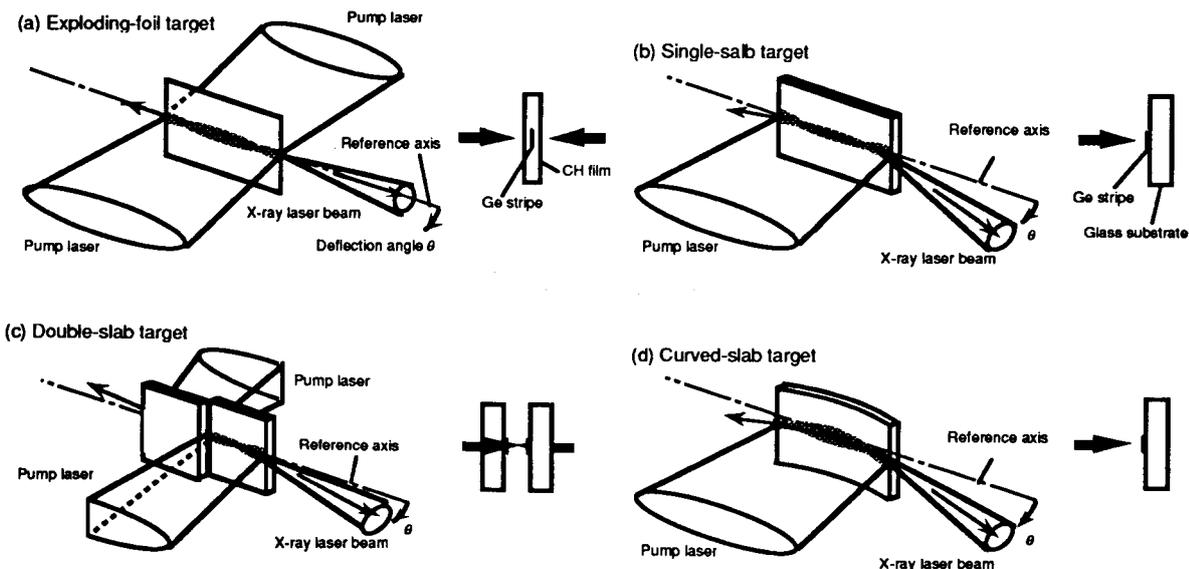


図 5.4 実験に使用したターゲット構造：(a) 薄膜、(b) 平板、(c) ダブル、(d) 湾曲ターゲット。(a) (b) (c) は IM-07-GXII で使用。(b) (d) は IP-05-GXII および IQ-02-GXII で使用した。

(ii) ターゲットアライメント

照射レーザーと分光器に対するターゲットの位置関係が再現するように、ターゲットの設定を慎重に行なった。最初に、真空チャンバーのポートの中心に渡した細いタングステンワイヤー ($\phi 30 \mu\text{m}$) により 0.1 mrad の精度で、照射レーザーに垂直な基準軸を決定した。ターゲット基板上的ストライプの回転と位置は、2台の分割視野顕微鏡 (split-field imaging microscope) [36] を用いて基準軸に対して調整した。照射レーザーとターゲットの相対位置は、照射レーザービームにコアラインされた cw-YAG レーザービームを用いて Foucault-shadow 法により最終的に設定した (図 5.5 (a) 参照)。アライメントは、予備的にパターンショットを行ない、実験中はスリットカメラによって確認した。基準軸にコアラインした望遠鏡を用いて軸方向分光器の角度位置を設定した。角度および位置の設定精度は、それぞれ $\pm 1 \text{ mrad}$ と $\pm 10 \mu\text{m}$ であった。(IM-07-GXII)

平板ターゲットや湾曲ターゲットのみを使用する実験では、ゲルマニウムを蒸着した基板面に取り付けた細い炭素ファイバーを用いて、ターゲット表面をチャンバー中心に置いた。軸外し分光器の He-Ne レーザー光の反射光によりターゲット面の角度を設定した (図 5.5 (b) 参照)。ターゲット回転角度の設定精度は、 1 mrad 以下であった。(IP-05-GXII, IQ-02-GXII)

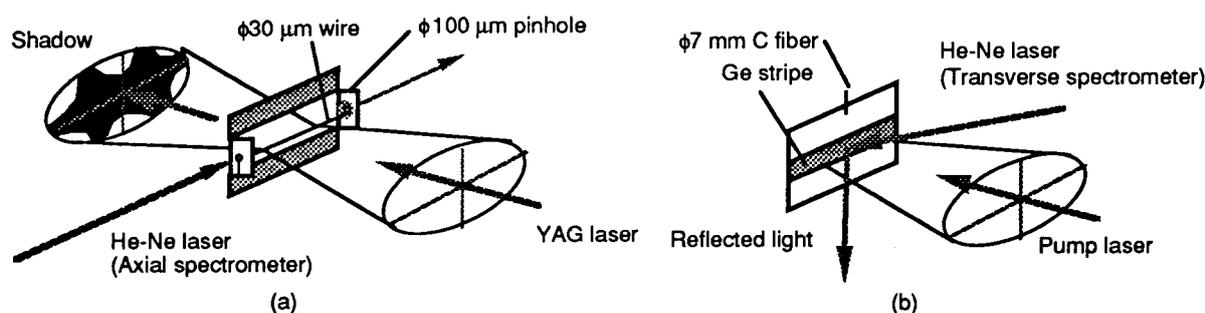


図 5.5 アライメント方法：(a) 分光器およびシリンドリカルレンズのアライメントと (b) ターゲットアライメント

C. 計測系

(i) 斜入射分光器

平面結像型回折格子を用いた斜入射分光器を X 線レーザーの軸上に配置した。この分光器の構成を図 5.6 に示す。この分光器には斜入射角度 2° の金コート球面反射鏡 (曲率半径: 5 m) がターゲット中心から 1.13 m の位置にあり、反射光を $100 \mu\text{m}$ 幅の分光スリット上に結像した。変則周期の 1200 lines/mm の凹面回折格子は、回折格子に垂直な面にスペクトルを平面結像し、その波長域は $10 \sim 50 \text{ nm}$ の波長域を計測した [37]。シンクロトロン装置 (岡崎分子研: UVSOR) を用いて透過率を校正した厚さ $1.47 \mu\text{m}$ のアルミニウムフィルターを X 線吸収と短波長の高次回折光を遮断するために使用した。

時間積分スペクトルは、Kodak 101-07 フィルムまたは ILFORD Q plate を用いて測定した。時間分解スペクトルは、X 線ストリークカメラ (浜松ホトニクス C2590 モデル) を用いて測定した。カソードは 30 nm 厚さの金を 100 nm 厚さのバリレン膜上に蒸着したものを使用した。時間分解スペクトルは、冷却型の CCD カメラにより記録した。照射レーザー光に対して軟 X 線レーザー光を $\pm 150 \text{ ps}$ 以内の時間精度で時間

分解測定した。

IM-07-GXIIでは、ストリークカメラを用いて、スリットカソード（幅 $80\ \mu\text{m}$ 、長さ $25\ \text{mm}$ ）を垂直に配置して5本のレーザー線の強度の時間波形を計測した。観測角度はストリーク装置全体を平行移動してカソードの位置を調節した。時間分解スペクトル測定時のカソードの設定角度は薄膜ターゲットでは $0\ \text{mrad}$ 、平板ターゲットでは $9\ \text{mrad}$ 、ダブル平板ターゲットでは $5\ \text{mrad}$ であった（図 5.12 参照）。

一方、IP-05-GXII および IQ-02-GXII では、5本のフィデューシャルワイヤー（ $\phi 100\ \mu\text{m}$ ）を分光器直前に $6\ \text{mrad}$ おきに配置して角度の参照として使用した。また、ストリークカメラのスリットカソード（幅 $650\ \mu\text{m}$ ）を水平に配置して、時間分解角度分布を測定した。

軟X線スペクトルの空間分布を測定した軸外し斜入射分光器を図 5.7 に示す。この分光器の基本的な特性は、軸方向分光器と同じであった。

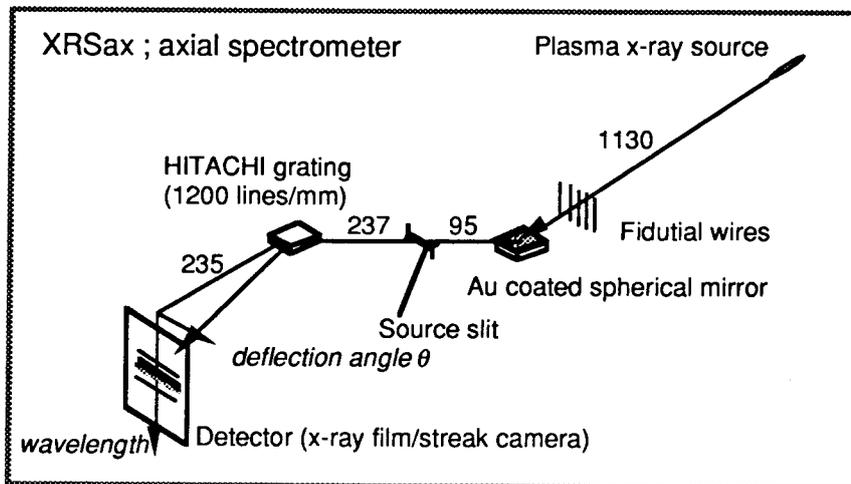


図 5.6 軸方向斜入射分光器の構成（IM-07-GXII, IP-05-GXII, IQ-02-GXII）

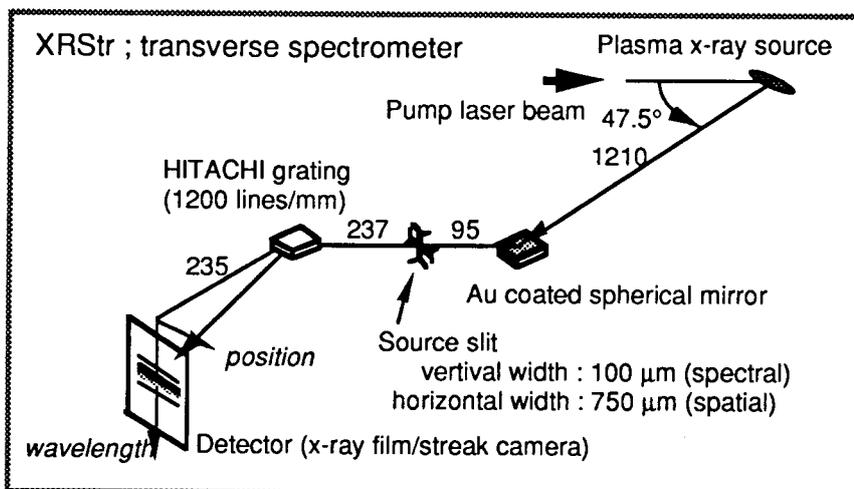


図 5.7 軸外し斜入射分光器の構成図（IP-05-GXII）

(ii) スリットカメラ (crossed-slit camera)

実験では、2つのスリットカメラを使用してプラズマからのX線発光を計測した(図5.2参照)。図5.8に示すように、厚さ10 μm のAlフィルターと厚さ40 μm のBeフィルターを使用することにより8~11 \AA の波長域でのX線像が得られている。表5.3に、各実験におけるスリットカメラの配置を示す。

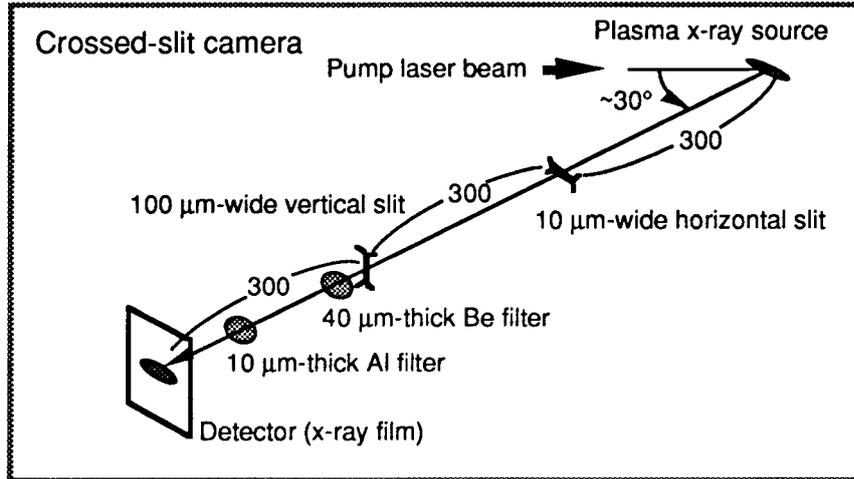


図 5.8 スリットカメラの構成図 (IP-05-GXII,IQ-02-GXII)

表 5.3 スリットカメラの詳細

	IM-07-GXII	IP-05-GXII	IQ-02-GXII
Port No.	#53,#54	#51,#52	#51,#52
Detector	Fuji MI-FX film	Fuji MI-FX film	Fuji MI-FX film
Angle from target normal	47.5°	30°	30°
Position of slit and detector (mm)	0-300-900(H) 0-450-900(V)	0-450-900(H) 0-600-900(V)	0-450-900(H) 0-600-900(V)
Magnification at film position	0.68(H) 2.00(V)	0.43(H) 1.00(V)	0.43(H) 1.00(V)
Filter used	Al(10 μm)+Be(40 μm)	Al(10 μm)+Be(40 μm)	Al(10 μm)+Be(40 μm)
Wavelength range	8-11 \AA	8-11 \AA	8-11 \AA

(注) 使用したチャンバーはTII-GXIIである。

(iii) 結晶分光器 (crystal spectrometer)

TIAPを使用した結晶分光器を用いてプラズマのイオン化バランスを測定した。ゲルマニウムのネオン様イオンやフッ素様イオンからの3s-2p遷移に起因するスペクトルを比較した。

図5.9に、ターゲット中心部のX線発光スペクトルを示す。9.4~9.6 \AA にあるフッ素様イオンと9.7~

10.1 Åにあるネオン様イオンとの比 ($R_{F/Ne}$) は照射強度と利得係数に関係することが報告されている [38]。計測した比は、平板ターゲットと薄膜ターゲットについてそれぞれ 0.17 と 0.23 であった。これらの比は、それぞれ $1.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ と $1.8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ の照射強度に相当する。(文献 35 参照)

図 5.10 に、QUB 結晶分光器により測定したフッ素様およびネオン様イオンの空間分布を示す。この分布から、これらのイオンの空間分布は照射強度分布ではなく、線集光の幅に依存していたことがわかる。

表 5.4 実験に用いた結晶分光器の詳細。

	IM-07-GXII	IP-05-GXII	IQ-02-GXII
Crystal spectrometer	ILE	QUB	unused
Port No.	#41	#53	-
Measurement	spatial limited	spatial resolved	-
Crystal	TIAP	KAP	-
Detector	Fuji MI-FX film	cooled CCD	-
Filter	Be	Be	-
Wavelength range	8-11Å	8-11Å	-

(注) 使用したチャンバーは TII-GXII であった。

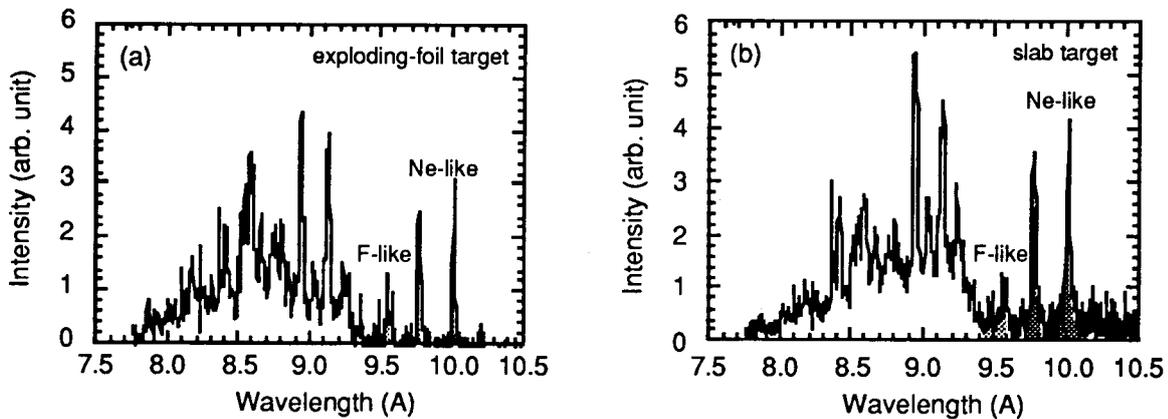


図 5.9 ILE 結晶分光器による時間積分 X 線スペクトル： (a) 薄膜ターゲットと (b) 平板ターゲット (IM-07-GXII)

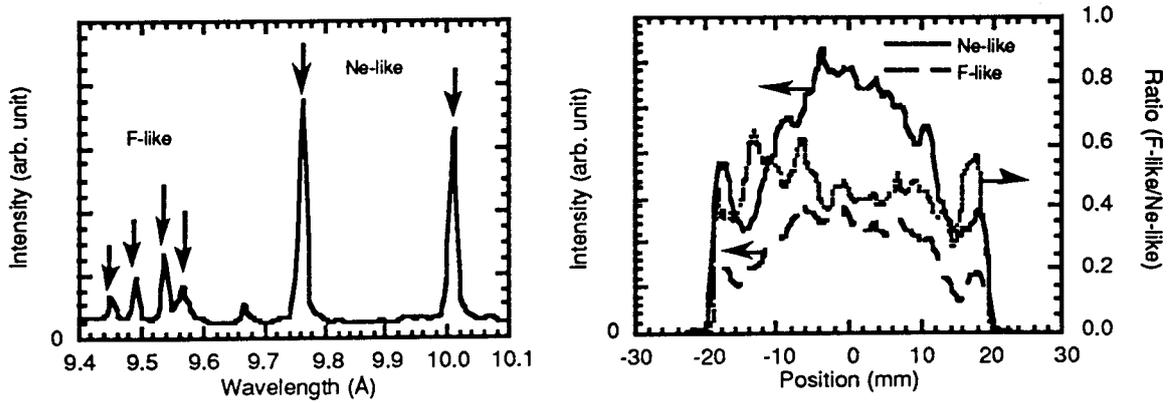


図 5.10 QUB 結晶分光器による時間積分 (左) X線スペクトルと (右) 空間分布 (IP-05-GXII)

[5.3] 増幅特性

(i) スペクトル

図 5.11 に、長さ 30 mm の平板ターゲットによって得られた軸方向時間積分軟X線スペクトルを示す。波長 19.6 nm ($J=0-1$)、23.2 nm ($J=2-1$)、23.6 nm ($J=2-1$)、24.7 nm ($J=1-1$)、28.6 nm ($J=2-1$) のネオン様ゲルマニウムイオンの 5 本の 3p-3s 遷移で増幅を観測した。他の報告 [17,29-33] と同様に、2 本の $J=2-1$ 遷移線 (23.2 nm と 23.6 nm) を最も強く観測した。

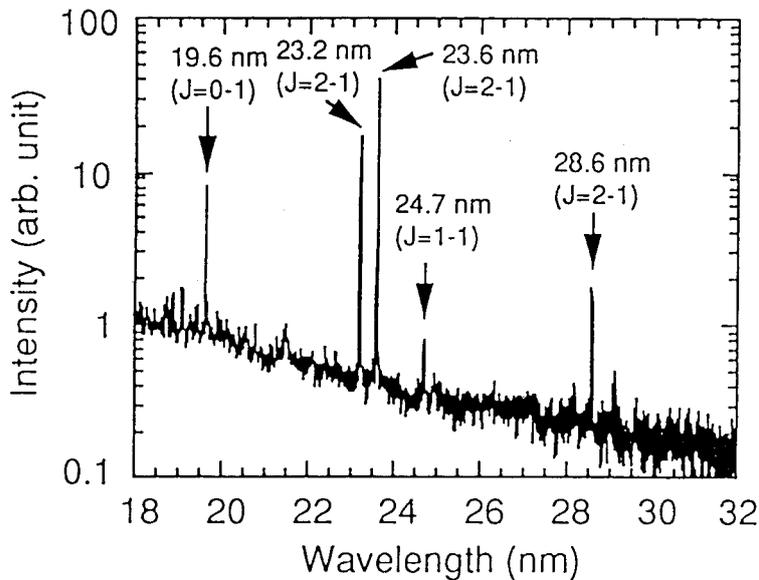


図 5.11 典型的な軸方向分光器の時間積分スペクトル (IM-07-GXII)

(ii) 角度分布

図 5.12 から図 5.14 に、各レーザー線の時間積分水平面内角度分布の実験結果を示す。

図 5.12 に、長さ 40 mm の薄膜ターゲット、長さ 30 mm の平板ターゲット、長さ 22 mm + 22 mm のダブルターゲットにおける 23.6 nm 線の時間積分角度分布の標準化したものを示す。各ターゲット構造に対する偏向角 (deflection angle θ) の定義は、図 5.4 に表している。薄膜ターゲットは予想通り屈折が少なかったが、ターゲット構造や照射を対称にしたにも関わらず、ターゲット軸に対して完全には対称でなかった。これは、ビーム発散角がプラズマの非対称性に非常に敏感であったことを示している。Cu-Ge-Cu 薄膜ターゲットは、レーザー線の強度がほぼゲルマニウム層の厚さに比例して観測された。このときビーム発散角は、ゲルマニウム層の厚さに関係しなかった。ダブルターゲットのビーム偏向角は約 5 mrad であり、屈折効果の補償により平板ターゲットの発散角の約半分であった。

図 5.13 に、長さの違う平板ターゲットにおける 23.6 nm 線の時間積分角度分布を示す。長さが長くなるとレーザー線の強度は指数関数的に増大した。さらに、偏向角は増大し、ビーム発散角は減少した。

図 5.14 に、長さ 30 mm の平板ターゲットにおける 5 本のレーザー線の時間積分角度分布を示す。屈折率の波長依存性から、同じ密度勾配で発振した場合は波長の 2 乗に比例するはずであるが、19.6 nm 線 ($J=0-1$ 遷移) の偏向角 11.2 mrad が、23.6 nm 線の偏向角 9.6 mrad より大きい以外はよく一致していた。

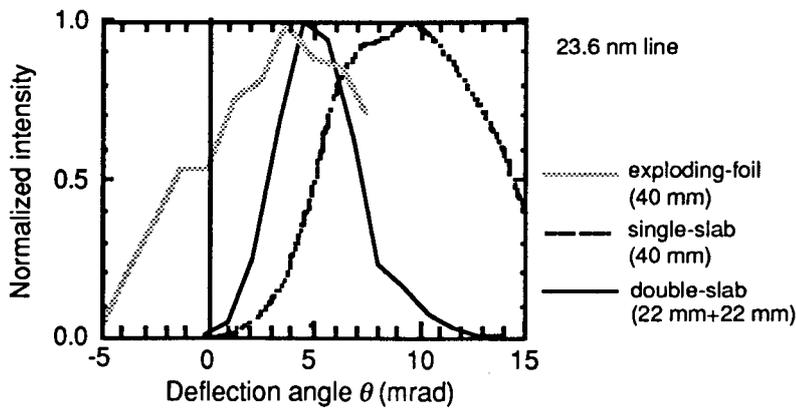


図 5.12 時間積分角度強度分布のターゲット構造依存性 (IM-07-GXII)

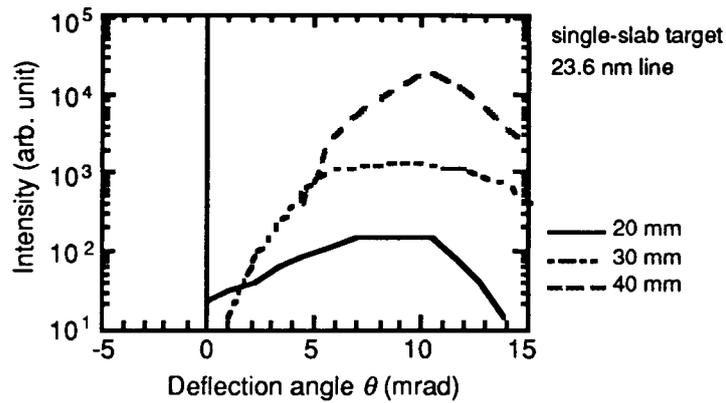


図 5.13 時間積分角度強度分布のターゲット構造依存性 (IM-07-GXII)

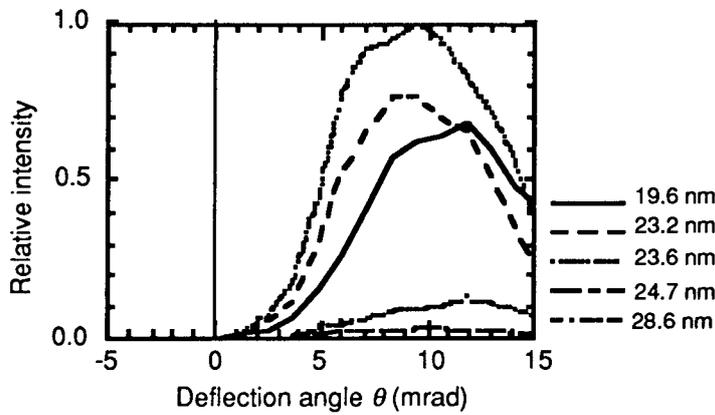


図 5.14 各レーザー線の時間積分角度分布 (IM-07-GXII)

(iii) 時間波形

図 5.15 に、(a) 長さ 40 mm の薄膜ターゲット、(b) 長さ 40 mm の平板ターゲット、(c) 長さ 26 mm + 26 mm のダブルターゲットにおける 5 本のレーザー線の強度の時間波形を示す。薄膜ターゲットの場合、全てのレーザー線はパルスレーザー時間に必要時間だけ照射レーザー光のピーク ($t = 0$ ns) より遅れて発光した。J=0-1 線の強度は、23.2 nm や 23.6 nm の J=2-1 線の強度の約 100 分の 1 であった。平板ターゲットの場合、他のレーザー線がレーザーピーク付近で最大になるのに対し、J=0-1 線は照射レーザーのピークより 0.5 ns 前に最大となった。特に、ダブルターゲットでは 19.6 nm 線は発光の立上りに際して最も強くなるが、 $t = -0.2$ ns において J=2-1 線に追い付かれた。

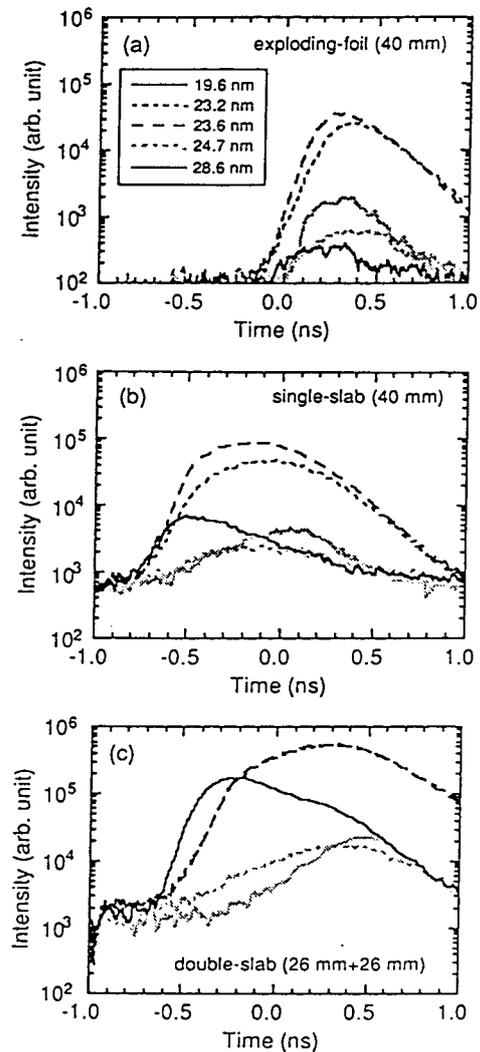


図 5.15 ターゲット構造を変化した場合の 5 本のレーザー線の時間波形。基準時刻 ($t = 0$ ns) は照射レーザーピークとした。時間の計測精度は 150 ps である。(IM-07-GXII)

(iv) 利得係数

図 5.16 に、ストリークカメラにより測定した 5 本のレーザー遷移のピーク強度のターゲット長さ依存性を示す。ダブルターゲットに対するデータは、合計の長さ (22 mm + 22 mm には 44 mm、26 mm + 26 mm には 52 mm) を示す。23.2 nm および 23.6 nm ($J=2-1$ 遷移) のピーク強度は、薄膜ターゲットと平板ターゲットに対して、ほぼ同じであった。照射レーザービーム数を考慮すると、平板ターゲットにおいてこれらの遷移は約 2 倍効率がよかった。薄膜ターゲットおよび平板ターゲットでは、これらのレーザー線の強度の指数関数的増大は 45 mm で最大になった。23.2 nm 線は短いターゲット長さの場合は 23.6 nm 線より弱かったが、平板ターゲットの 45 mm においてほぼ同じ強度に達した。これは、レーザー線の中で最も小さい飽和強度をもつ 23.6 nm 線 [5,6] の飽和強度に関係していると考えられる (付録 C 参照)。しかし、この条件では他のレーザー線は飽和しないので、全体的な強度の減少は、線集光の両端において照射強度が弱くなり、利得の減少と X 線の屈折に起因していたと考えられる。

長さ 44 mm のダブルターゲットの場合、結合効率は約 20% であった。強度の減少があるにも関わらず、

軟X線レーザー光強度は 52 mm で平板ターゲットの強度の外挿値に近くなった。これは、ダブルターゲットが平板ターゲットにおける屈折効果の補償したことを示している。薄膜ターゲットと比較して平板ターゲットにおいて強く発光する 19.6 nm 線 (J=0-1) の強度は、平板ターゲットでは 40 mm までしか増幅しなかった。しかし、長さ 52 mm のダブルターゲットを用いて 23.2 nm 線および 23.6 nm 線 (J=2-1) の強度と匹敵するようになった。他のレーザー線 (24.7 nm 線 (J=1-1) および 28.6 nm 線 (J=2-1)) は、23.2 nm 線および 23.6 nm 線と比較して 10 倍以上弱かった。表 5.5 に、ターゲット構造に対する各レーザー線の相対強度と相対エネルギーを示す。

表 5.6 に、平板ターゲットと薄膜ターゲットに対して求めた利得係数を示す。図 5.16 から 5 本のレーザー線に対する利得係数を付録 C の式 (C-22) でフィッティングして求めた。利得係数は、19.6 nm 線は 40 mm、他のレーザー線は 45 mm 長さに対して求めた。

$$I_{ax} = J_s \frac{[\exp(g \cdot \ell) - 1]^{1.5}}{g[g \cdot \ell \exp(g \cdot \ell)]^{0.5}} \quad (5-1)$$

ここで、 I_{ax} は自然放射光増幅の強度、 g は利得係数、 ℓ はターゲット長さである [39]。

これらの利得係数は、照射強度分布や屈折効果に関係しているの必ずしも正確な値ではない。他の報告 [17,29-33] と同様に、J=0-1 遷移 (19.6 nm 線) の利得係数は J=2-1 遷移 (23.2/23.6 nm 線) に比べて小さかった。

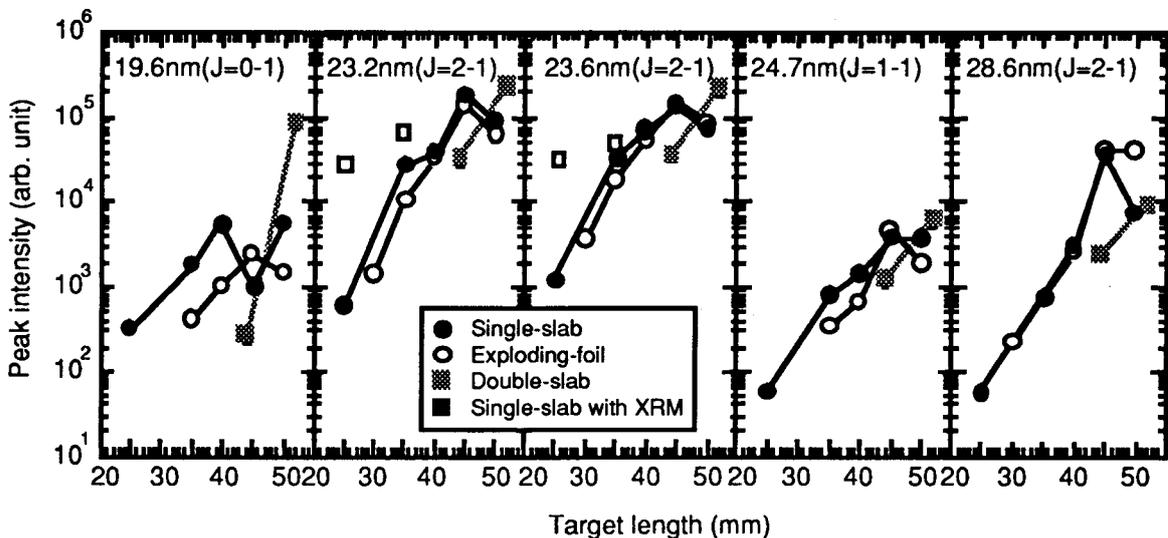


図 5.16 ターゲット長さを変化した場合の各レーザー線のピーク強度のターゲット依存性：

(●) 平板ターゲット、(○) 薄膜ターゲットおよび (■) ダブルターゲットを示す。(□) 平板ターゲットに波長 23.2/23.6 nm 用の多層膜反射鏡を用いた複光路増幅 (第 6 章参照)。ダブルターゲットは合計の長さで表示した。(IM-07-GXII)

表 5.5 各レーザー線強度のターゲット依存性。平板ターゲットの 19.6 nm 線の値を 1 とする。
(IM-07-GXII)

Target (length)	Relative power			Relative energy (duration, divergence)		
	Single-slab (40 mm)	Exploding-foil (40 mm)	Double-slab (52 mm)	Single-slab (40 mm)	Exploding-foil (40 mm)	Double-slab (52 mm)
19.6 nm (J = 0-1)	1	0.19	16	1 (0.4 ns, 9 mrad)	0.21 (0.4 ns, 10 mrad)	11 (0.6 ns, 4 mrad)
23.2 nm (J = 2-1)	6.0	7.1	44	9.3 (0.7 ns, 8 mrad)	5.9 (0.3 ns, 10 mrad)	34 (0.7 ns, 4 mrad)
23.6 nm (J = 2-1)	13	10	41	23 (0.7 ns, 9 mrad)	8.0 (0.3 ns, 10 mrad)	32 (0.7 ns, 4 mrad)
24.7 nm (J = 1-1)	0.13	0.28	1.2	0.24 (0.6 ns, 11 mrad)	- (0.5 ns, -)	- (0.6 ns, -)
28.6 nm (J = 2-1)	0.48	0.60	1.9	0.72 (0.6 ns, 9 mrad)	- (0.4 ns, -)	- (0.6 ns, -)

表 5.6 各レーザー線の利得係数 (IM-07-GXII)

Target	19.6 nm (J = 0-1)	23.2 nm (J = 2-1)	23.6 nm (J = 2-1)	24.7 nm (J = 1-1)	28.6 nm (J = 2-1)
Single-slab	2.0 cm ⁻¹	2.9 cm ⁻¹	2.5 cm ⁻¹	2.2 cm ⁻¹	3.3 cm ⁻¹
Exploding-foil	1.9 cm ⁻¹	3.1 cm ⁻¹	2.6 cm ⁻¹	2.7 cm ⁻¹	3.5 cm ⁻¹

(v) 時間コヒーレンス

電子衝突励起型軟X線レーザー光のスペクトル広がり、プラズマのイオン温度によるドップラー広がり (Doppler broadening) が支配的であると考えられる。(付録 C 参照)

$$\frac{\Delta v_D}{v_0} = \frac{\Delta \lambda_D}{\lambda_0} = 7.7 \times 10^{-5} \left(\frac{kT_i}{\mu} \right)^{0.5} \quad (5-2)$$

後に述べる議論で、利得領域の電子温度は 0.6 ~ 1.2 keV であることを考慮し、イオン温度 T_i を同程度 (約 0.6 ~ 1.2 keV) とすると、自然放射光 (spontaneous emission) のスペクトル広がり $\Delta \lambda_D / \lambda$ は、 μ (= 70, 72, 74) を用いて約 $2.2 \times 10^{-4} \sim 3.2 \times 10^{-4}$ (23.6 nm 線に対して 52 ~ 76 mÅ) であると見積もれる。付録 C より、不均質広がりに対する自然放射増幅光 (軟X線レーザー光) の高利得長積によるスペクトル幅は、飽和強度以下では以下の式で表せる。

$$\Delta \lambda_{\text{lasing}} = \frac{\Delta \lambda_{\text{unlasing}}}{\sqrt{g\ell}} \quad (5-3)$$

また、スペクトル幅から得られる時間コヒーレンス長 $\Delta\ell$ は、スペクトル形状がガウス型であるとき以下の式で表せる [40]。

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = \frac{2 \cdot \ln 2}{\pi} = 0.44 \quad \text{または} \quad \Delta\lambda \cdot \Delta\ell = 0.44 \cdot \lambda^2 \quad (5-4)$$

ここで、 $\Delta\nu$, $\Delta\tau$, $\Delta\lambda$, $\Delta\ell$ は、それぞれ周波数、発光時間、波長、時間コヒーレンスの半値全幅 (FWHM) である。

軟X線レーザー光のスペクトル幅は、高波長分解能 ($\lambda/\Delta\lambda \sim >16000$) をもつ斜入射分光器 (HIREFS) を用いて計測した。ターゲット近傍約 10 cm の位置に分光スリット (幅 15 μm) を配置し、スリットを通った軟X線レーザー光は平面の前置反射鏡と球面反射鏡で反射され回折格子を照明する。回折格子により分光された軟X線レーザー光は、鉛直置き湾曲反射鏡によって検出器面まで達する。回折格子を回転することにより検出器面での波長域を調整した。回折格子は、波長領域 20 ~ 30 nm 用の 375 lines/mm の回折格子を用いた。

40 mm 長さの平板ターゲットにおいて観測した 23.6 nm 線のスペクトル幅は約 25 mÅ ($\Delta\lambda/\lambda = 1.1 \times 10^{-4}$) 以下であった。これは、高利得長積 ($g \cdot l \sim 10$) による軟X線レーザー光のスペクトル狭帯化とよく一致した。また、軟X線レーザー光のスペクトル幅 ($\Delta\lambda$) から見積もれる時間コヒーレンス ($\Delta\ell$) は、約 95 μm ($\Delta\tau \sim 0.3$ ps) 以上であった。

[5.4] 考察

前述したように、ターゲット構造や時間波形や屈折効果の敏感さについて J=0-1 線の特性が他のレーザー線と違っていた。ここでは、J=0-1 線と J=2-1 線の利得領域を決定するために流体計算と理論的研究を用いて実験結果を検討した。

A. 屈折効果の評価

軟X線レーザー光の角度分布は利得と電子密度の空間分布によって決定される。実験結果を、流体計算から得られた密度分布を用いた光路追跡計算と比較した。次元流体シミュレーションコード ILESTA [41] を用いて密度と温度の分布やイオン化バランスを計算した。計算の条件は、パルス幅 1 ns、波長 1.053 μm のレーザー光を照射強度 1.7×10^{13} W/cm² である。図 5.18 に、電子密度 n_e と電子温度 T_e の空間分布を平板と薄膜ターゲットについて初期表面からの距離 z の関数として表した。(a) は $t = -0.5$ ns、(b) は $t = 0$ ns、(c) は $t = 0.2$ ns の場合であり、それぞれ平板ターゲットの 19.6 nm 線、平板ターゲットの 23.6 nm 線、薄膜ターゲットの両方の線の強度が最大となる時刻に相当する。薄膜ターゲットでは、対称なプラズマの片側を示し、ゲルマニウムとプラスチックの界面 (Ge-CH) を図示した。理論計算 [23] に基づいて、電子密度 $8 \times 10^{19} \sim 5 \times 10^{20}$ cm⁻³ をもつ領域をおおよそその利得領域として図示した。薄膜ターゲットについては評価されている [16] ので、平板ターゲットのビーム発散角について以下に評価した。

第6章で詳しく述べるが、角度広がりは一時的で発振中は殆ど変化しなかった。すなわち、角度広がりは一時的な密度および利得の空間分布によって生じたと考えられる。図 5.19 に、この様子を示す。図において太線は中心角、細線は角度幅を表している。図 5.19 (a) および (b) に、それぞれ平板ターゲットにおけ

る $t = -0.5 \text{ ns}$ の 19.6 nm 線および $t = 0 \text{ ns}$ の 23.6 nm 線に対して計算した光路を示す。この光路から、観測した軟X線レーザービームは、およそその利得領域 ($n_e = 8 \times 10^{19} \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) の高密度側 ($n_e \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) に起源をもっていたと考えられる。この結果は、最適値を少し越えた密度において反転分布が衝突平衡によって急激に減少するという理論的評価 [22] とよく一致する。表 5.6 に、流体計算と光路追跡計算から求めた利得領域のプラズマ条件を示す。

図 5.19 (a) と (b) の場合の光路は、かなり違っている。 $t = -0.5 \text{ ns}$ における 19.6 nm 線の場合 (a) には、軟X線レーザー光の光路は急激な密度勾配によって短い伝播距離で曲がり、そのまま利得領域から逸脱している。一方、 $t = 0 \text{ ns}$ の 23.6 nm 線の場合 (b) には、だんだんと曲るため長い距離にわたって利得領域を伝播している。これにより、 19.6 nm 線の利得係数が予測値より低いことやダブルターゲットの場合に特に増強が見られたことが説明できる。

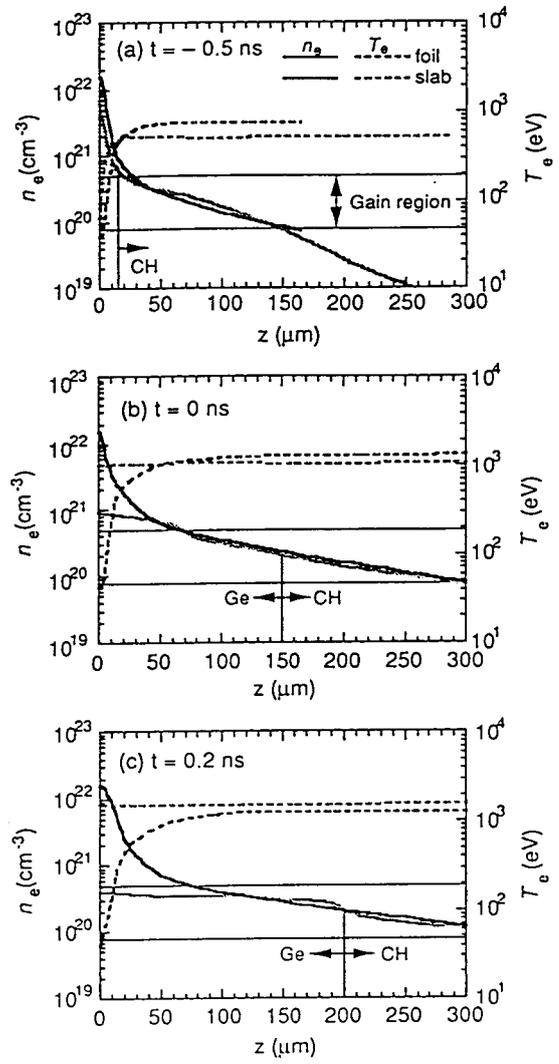


図 5.18 一次元流体計算による (実線) 電子密度と (点線) 電子温度の空間分布を (黒線) 平板ターゲットと (灰色線) 薄膜ターゲットについて表している。電子密度 ($8 \times 10^{19} \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) によって与えられるおよそその利得領域も示した。

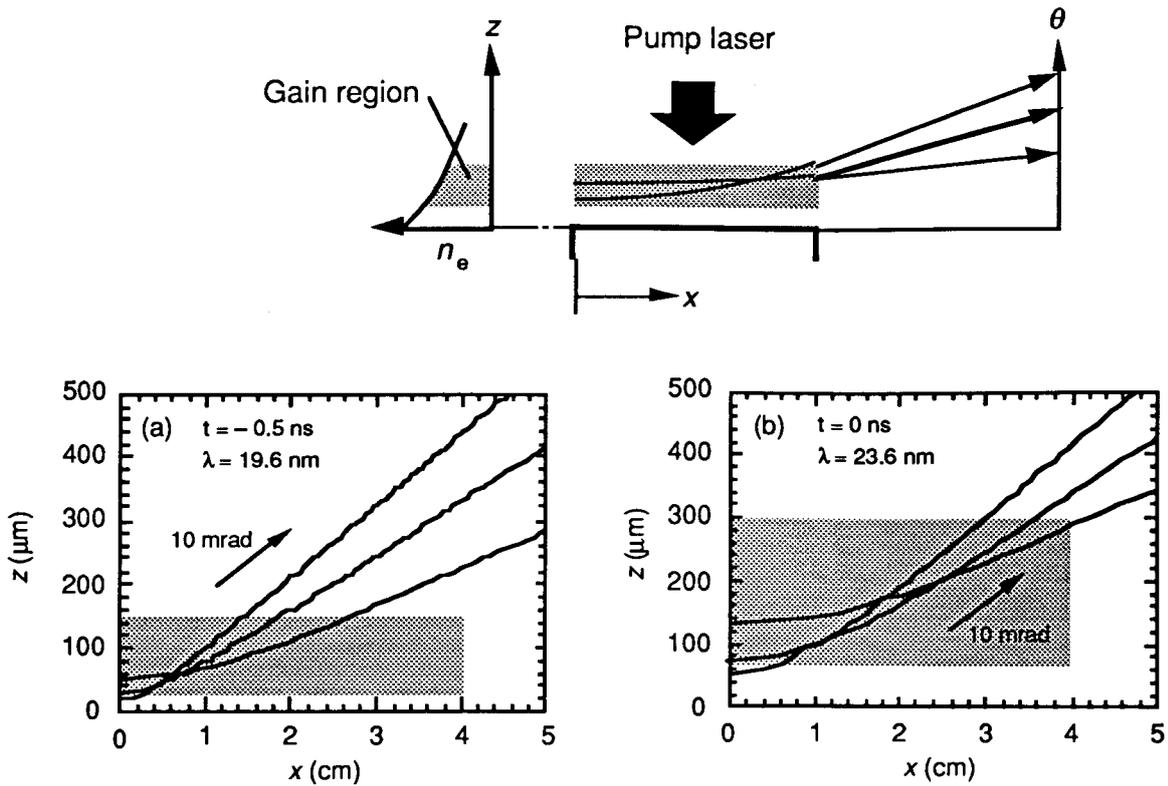


図 5.19 (上段) 利得領域とビーム発散角の関係：(a) $t = -0.5 \text{ ns}$ における 19.6 nm 線の利得領域と光路 (b) $t = 0 \text{ ns}$ における 23.6 nm 線の利得領域と光路。灰色の領域は電子密度 ($8 \times 10^{19} \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) により与えられるおおよその利得領域を示している。

表 5.7 ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーにおいて利得が発生するプラズマ条件

Transition	Wavelength	Transition	Electron density	Electron temperature
Ne-like Ge ($Z = 32$) 3p-3s	19.6 nm	J = 0-1	$5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	0.6 keV
	23.6 nm	J = 2-1	$5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	1.2 keV

B. J = 0-1 線のふるまい

ここでは、ネオン様ゲルマニウムの J = 0-1 線のふるまいについて実験結果と理論的予測を比較した。図 5.16 に示したように、薄膜ターゲットでは J = 0-1 線の強度は弱い。一方、平板ターゲットでは照射レーザーパルスの立上りでは強い J = 2-1 線 (23.2 nm 線や 23.6 nm 線) とほぼ同じであるが、その後弱くなる。

まず、平板ターゲットについて考えると、利得領域の電子温度は、図 5.18 より $t = -0.5 \text{ ns}$ のとき約 0.6 keV、 $t = 0 \text{ ns}$ および $t = 0.2 \text{ ns}$ のとき約 1.2 keV である。この結果を表 5.7 に示す。

図 5.20 に、ネオン様およびフッ素様ゲルマニウムイオンの空間分布を示す。 $t = -0.5 \text{ ns}$ においてフッ素様イオンの密度は無視できるが、 $t = 0 \text{ ns}$ 以降ではネオン様イオンより多くなる。

図 5.21 に示したように、J = 0 準位はネオン様イオンの基底準位からモノポール衝突励起によって励起さ

れるのに対し、 $J=2$ 準位は衝突励起に加えフッ素様イオンの増加に伴ってフッ素様イオンからの二電子性再結合によって励起される。このため、フッ素様イオンが増加すると、 $J=2-1$ 線の利得係数が増加することが予想されている [20]。したがって、実験結果はプラズマの温度上昇と矛盾しない。しかし、フッ素様イオンからの二電子性再結合を取り扱う最近の計算でも [23,39]、同様の条件下での平板ターゲットのゲルマニウムの $J=0-1$ 線の利得は照射レーザーの立上りやピークにおいて $J=2-1$ 線の利得より高くなると計算されている。

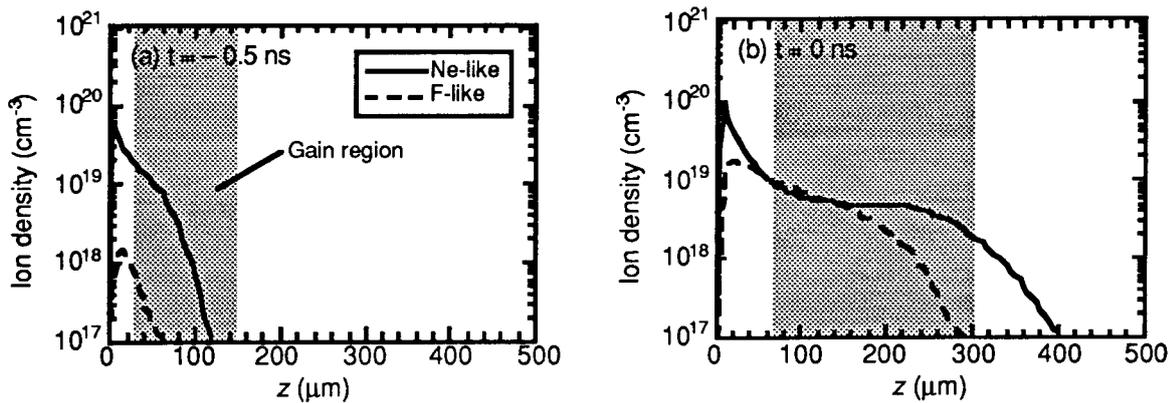


図 5.20 (a) $t = 0.5$ ns と (b) $t = 0$ ns におけるネオン様およびフッ素様イオンの密度：灰色の領域は電子密度 ($8 \times 10^{19} \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) で与えられるおおよその利得領域を示している。

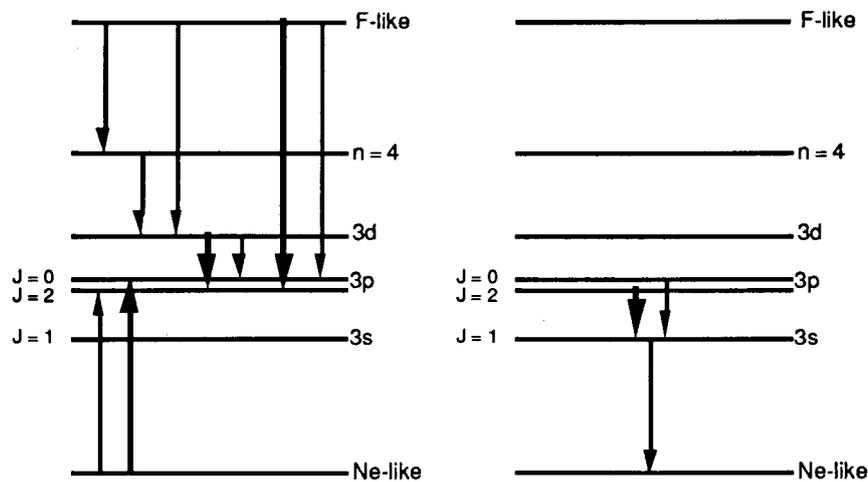


図 5.21 ネオン様イオンの $3p$ 準位における $J=0$ および $J=2$ 準位の (左) 励起チャンネルと (右) 発振チャンネル：

次に、薄膜ターゲットについて評価する。図 5.18 より $t = 0.2$ ns において薄膜ターゲットはバーンスルーし、発振強度が最大となっている。約 $400 \mu\text{m}$ 幅の電子温度約 1.6 keV 、電子密度 $3 \times 10^{20} \sim 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ をもつ平坦な密度分布領域が形成される。プラズマパラメータは $J=2-1$ 線に適しているが、 $J=0-1$ 線には電

子温度が高すぎて最適ではない。

理論的な考察 [22,23] において、 $J=0-1$ 遷移の上準位の衝突励起係数の信頼性が低いことが指摘されている。これは $J=0-1$ 線の利得係数の過大評価につながるもので、温度の上昇してネオン様イオンの密度が減少した結果、 $J=0-1$ 線の利得は減少すると考えられる。

19.6 nm 線 ($J=0-1$) と 23.6 nm 線 ($J=2-1$) は同じ下準位を共有していることに留意すると、これらのレーザー線に発振の競合が起こる可能性がある。 $J=2$ 準位の統計重率 (statistical weight) は $J=0$ に比べて 5 倍大きいため $J=2-1$ 線が発振して飽和強度に近くなると $J=0-1$ 線は強く影響を受けると考えられる。この解釈は、薄膜ターゲットや平板ターゲットにおける実験結果を定性的に説明できる。実験結果から求めた $t = -0.5$ ns から $t = 0$ ns 間の利得係数の時間的変化は、23.6 nm 線では 1.9 cm^{-1} から 2.5 cm^{-1} 、19.6 nm 線では 2.0 cm^{-1} から 1.7 cm^{-1} である。定量的な評価にはレート方程式に基づいて更に検討する必要がある。

[5.6] まとめ

この章では、ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの 5 本のレーザー線 (波長 19.6, 23.2, 23.6, 24.7, 28.6 nm) について、薄膜、平板、ダブルターゲットの 3 種類のターゲット構造に対して、同一の照射条件下での増幅特性を調べた。実験では、波長 $1 \mu\text{m}$, パルス幅 1 ns, エネルギー 1.1 kJ のガラスレーザー光を照射強度約 $1.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ で照射した。

以下に、この章で得られた成果をまとめる。

(1) 薄膜ターゲット (exploding-foil target) では、軟X線レーザー光を軸方向で観測した。照射レーザーピークより約 0.2 ns 遅れて全てのレーザー線の発光ピークを観測した。流体計算から、この時間遅れは薄膜の CH 層のバンスルーに要する時間であることが明らかになった。薄膜ターゲットでは、平板ターゲットで強く観測される $J=0-1$ 遷移の 19.6 nm 線は 5 本のレーザー線の中で最も弱かった。これは、 $t = 0.2$ ns のときプラズマの温度が 1 keV 以上になっていたためと考えられる。

(2) 平板ターゲット (single-slab target) では、軸方向から約 10 mrad の方向に角度ピークを観測した。19.6 nm 線は照射レーザーピークより前 ($t = -0.5$ ns) に、それ以外のレーザー線 (23.2 nm, 23.6 nm, 24.7 nm, 28.6 nm 線) は照射レーザーピーク付近 ($t = 0$ ns) に強く観測された。

(3) ダブルターゲット (double-slab target) を使用して、平板ターゲットにおける屈折効果を補償し、長さ 52 mm までの指数関数的増幅を実現した。特に 19.6 nm 線の強度が著しく向上した。2つのプラズマの結合効率率は約 20% であった。

(4) 利得領域は、平板ターゲットにおいて観測した角度分布と流体計算による電子密度をもとに光路追跡計算により求めた。その結果、利得領域は利得の発生が予想される電子密度 ($n_e = 8 \times 10^{19} \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) 領域の高密度側 (約 $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) にあることが明らかになった。また、利得領域の電子温度は 19.6 nm 線では約 600 eV、23.6 nm 線では約 1.2 keV であったと予想される。プラズマの電子温度が高くなると、増加したフッ素様イオンからの二電子性再結合やネオン様イオンの 3d 準位からの再結合過程が増えたために、 $J=2-1$ 遷移の利得が増加したと考えられるが、それ以外にも 2つの上準位 3p による下準位 3s への競合によって $J=0-1$ 遷移 (19.6 nm 線) の反転分布量 (利得係数) が減少した可能性がある。

参考文献

- [1] M.D.Rosen, P.L.Hagelstein, D.L.Matthews, E.M.Campbell, A.U.Hazi, B.L.Whitten, B.MacGowan, R.E.Turner, R.W.Lee, G.Charatis, G.E.Busch, C.L.Shepard, and P.D.Rockett, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 106.
- [2] D.L.Matthews, P.L.Hagelstein, M.D.Rosen, M.J.Eckart, N.M.Ceglio, A.U.Hazi, H.Medecki, 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, and T.A.Weaver, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 110.
- [3] B.J.MacGowan, L.B.DaSilva, 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, and R.S.Walling, *Phys. Fluids B* **4** (1992) 2326.
- [4] T.Boehly, M.Russotto, R.S.Craxton, R.Epstein, B.Yaakobi, L.B.DaSilva, J.Nilsen, E.A.Chanler, D.J.Fields, B.J.MacGowan, D.L.Matthews, J.H.Scofield, and G.Shimkaveg, *Phys. Rev. A* **42** (1990) 6962.
- [5] A.Carillon, H.Z.Chen, P.Dhez, L.Dwivedi, J.Jacoby, P.Jaegle, G.Jamelot, J.Zhang, M.H.Key, A.Kidd, A.Klisnick, R.Kodama, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, D.Neely, P.Norreys, D.O'Neill, G.J.Pert, S.A.Ramsden, J.P.Raucourt, G.J.Tallents, and J.Uhomoibhi, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2917.
- [6] S.Wang, Y.Gu, G.Zhou, Y.Ni, S.Yu, S.Fu, C.Mao, Z.Tao, W.Chen, Z.Lin, D.Fan, G.Zang, J.Sheng, M.Jiatian, M.Yang, T.Zhang, Y.Shao, H.Peng, X.He, M.Yu, *Chinese Phys. Lett.* **8**, 618-620 (1991); S.Wang, Y.Gu, G.Zhou, Y.Ni, S.Yu, C.Mao, S.Fu, G.Han, Z.Zhou, J.Wu, Z.Tao, W.Chen, Z.Lin, D.Fan, in *X-ray Lasers 1992* (E. E. Fill, ed., IOP publishing, Bristol, 1992) p.49.
- [7] L.B.DaSilva, B.J.MacGowan, J.A.Koch, R.A.London, D.L.Matthews, and J.H.Underwood, *Opt. Lett.* **18** (1993) 1174.
- [8] J.E.Trebes, K.A.Nugent, S.Mrowka, R.A.London, T.W.Barbee, M.R.Carter, J.A.Koch, B.J.MacGowan, D.L.Matthews, L.B.DaSilva, G.F.Stone, and M.D.Feit, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 588.
- [9] Y.Kato, M.Yamanaka, H.Daido, H.Shiraga, H.Azuma, K.Murai, G.Yuan, E.Miura, T.Kanabe, M.Takagi, S.Nakai, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill, D.Neely, M.Niibe, N.Tsukamoto and Y.Fukuda, in *X-ray Lasers 1992* (E. E. Fill, ed., IOP publishing, Bristol, 1992) p.9.
- [10] J.A. Koch, B.J.MacGowan, L.B.DaSilva, D.L.Matthews, J.H.Underwood, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3291.
- [11] H.Tsunemi, S.Nomoto, K.Hayashida, E.Miyata, H.Murakami, Y.Kato, G.Yuan, K.Murai, R.Kodama, and H.Daido, *Appl. Phys. B* in print.
- [12] R.A.London and M.D.Rosen, *Phys. Fluid* **29** (1986) 3813.
- [13] R.A.London, M.Strauss, and M.D.Rosen, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 563.
- [14] G.Hazak and O.Zahavi, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 4167.
- [15] D. Matthews, M. Rosen, S. Brown, N. Ceglio, D. Eder, A. Hawryluk, C. Keane, R. London, B. MacGowan, S. Maxon, D. Nilson, J. Scofield, and J. Trebes, *J. Opt. Soc. Am. B* **4** (1987) 575.
- [16] R.A. London, *Phys. Fluids* **31** (1988) 184.
- [17] D.M.O'Neill, C.L.S.Lewis, D.Neely, J.Uhomoibhi, M.H.Key, A.MacPhee, G.J.Tallents, S.A.Ramsden, A.Rogoyski, E.A.McLean, G.J.Pert, *Optics Comm.* **75** (1990) 406.
- [18] C.L.S.Lewis, D.Neely, D.M.O'Neill, J.O.Uhomoibhi, M.H.Key, Y.A.Hadithi, G.J.Tallents, and S.A.Ramsden, *Opt. Comm.* **91** (1992) 71.
- [19] J.P.Apruzese, J.Davis, M.Blaha, P.C.Kepple, and V.L.Jacobs, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1877.
- [20] B.L.Whitten, A.U.Hazi, M.H.Chen, and P.L.Hagelstein, *Phys. Rev. A* **33** (1986) 2171.
- [21] R.A.London, M.D.Rosen, M.S.Maxon, D.C.Eder, and P.L.Hagelstein, *J. Phys. B* **22** (1989) 3363.
- [22] A.Dasgupta, K.G.Whitney, M.Blaha and M.Buie, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 5973.
- [23] P.B.Holden, S.B.Healy, M.T.M.Lightbody, G.J.Pert, A.Kingston, E.Robertson, C.L.S.Lewis, and D.Neely, *J. Phys. B*, accepted.
- [24] C.J.Keane, N.M.Ceglio, B.J.MacGowan, D.L.Matthews, D.G.Nilson, J.E.Trebes and D.A.Whelan, *J. Phys. B* **22** (1989) 3343.
- [25] C.J.Keane, D.L.Matthews, M.D.Rosen, T.W.Phillips, B.J.MacGowan, and B.L.Whitten and M.Lewis-Jacquet, J.L.Bourgade, A.DeCoster, S.Jacquemot, D.Naccache, and G.Thiell, *Phys. Rev. A* **42** (1990) 2327.
- [26] B.J.MacGowan, M.D. Rosen, M.J.Eckart, P.L.Hagelstein, D.L.Matthews, D.G.Nilsen, T.W.Phillips, J.H.Scofield, G.Shimkaveg, J.E.Trebes, R.S.Walling, B.L.Whitten, and J.G.Woodworth, *J. Appl. Phys.* **61** (1987) 5243.

- [27] D.J.Fields, R.S.Walling, G.M.Shimkaveg, B.J.MacGowan, L.B.DaSilva, J.H.Scofield, A.L.Osterheld, T.W.Phillips, M.D.Rosen, D.L.Matthews, W.H.Goldstein, and R.E.Stewart, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 1606.
- [28] T. N. Lee, E. A. McLean, and R. C. Elton, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1185.
- [29] E.A.McLean, T.N.Lee, J.A.Stamper, C.K.Manka, and H.R.Griem, *J. Opt. Soc. Am. B* **9** (1992) 359.
- [30] S.Wang, Y.Gu, G.Zhou, S.Yu, S.Fu, Y.Ni, J.Wu, Z.Zhou, G.Han, Z.Tao, Z.Lin, S.Wang, W.Chen, D.Fan, G.Zhang, J.Sheng, H.Peng, T.Zhang, and Y.Shao, *J. Opt. Soc. Am. B* **9** (1992) 360.
- [31] G.D.Enright, D.M.Villeneuve, J.Dunn, H.A.Baldis, J.C.Kieffer, H.Pepin, M.Chaker and P.R.Herman, *J. Opt. Soc. Am. B* **8** (1991) 2047.
- [32] T.Boehly, R.S.Craxton, R.Epstein, M.Russotto and B.Yaakobi, *Opt. Comm.* **79** (1990) 57.
- [33] D.Naccache, A.Decoster, S.Jacquemot, and M.Louis-Jacquet and C.J.Keane, B.J.MacGowan, and D.L.Matthews, *Phy. Rev. A* **42** (1990).3027.
- [34] K.Murai, H.Shiraga, G.Yuan, H.Daido, H.Azuma, E.Miura, R.Kodama, M.Takagi, H.Kanabe, and Y.Kato, D.Neely, D.M.O'Neill, C.L.S.Lewis and A.Djaoui, *J. Opt. Soc. Am. B*, submitted.
- [35] H.Daido, Y.Kato, K.Murai, G.Yuan, H.Azuma, H.Shiraga, E.Miura, H.Takabe, S.Nakai, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill, D.Neely, and A.Djaoui, *Laser and Particle Beams* **11** (1993) 109.
- [36] I.N.Ross, J.Boon, R.Corbett, A.Damerell, P.Gottfeldt, C.Hooker, M.H.Key, G.Kiehn, C.Lewis, and O.Willi, *Appl. Opt.* **23** (1987) 1584.
- [37] T.Kita, T.Harada, N.Nakano, and H.Kuroda, *Appl. Optics* **22** (1983) 512.
- [38] D.Neely, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill, J.O.Uhomoibhi, M.H.Key, S.J.Rose, G.J.Tallents, and S.A.Ramsden, *Opt.Comm.* **87** (1992) 231.
- [39] G.J.Linford, E.R.Peressini, W.R.Sony, and M.L.Speath, *Appl. Opt.* **13** (1974) 379.
- [40] M.Born and E.Wolf, *Principle of Optics* (Pergamon, New York, 1980), 6th ed
- [41] H.Takabe, *Laser and Particle Beams*, to be published.
- [42] A.Wan, private communication.

第6章：湾曲ターゲットと複光路増幅による高輝度化

ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーでは、屈折効果の補償により軟X線レーザー光の輝度が向上することが期待される。また、軟X線レーザー光をさらに高輝度化する場合には、複光路増幅も必要となる。

この章では、湾曲ターゲットを用いた屈折効果の補償について検討した。さらに、多層膜反射鏡を用いた複光路増幅についても検討した。実験結果は、湾曲ターゲットが屈折効果をよく補償し、特に 19.6 nm 線の強度が著しく増加した。また、湾曲ターゲットと平面多層膜反射鏡を用いた複光路増幅により、強度の増加とともに約 1 mrad のビーム発散角をもつ軟X線レーザー光が得られた。

結果として、湾曲ターゲットと複光路増幅は、軟X線レーザー光の高輝度化に有効であることが明らかになった。

目次

[6.1] はじめに	71
[6.2] 湾曲ターゲット構造による高輝度化	71
(i) 時間分解角度分布	
(ii) 時間波形	
(iii) ターゲット長さ依存性	
(iv) 曲げ角依存性	
[6.3] 複光路増幅による高輝度化および指向性の向上	75
[6.4] まとめ	77
参考文献	

[6.1] はじめに

第5章で述べたように、軟X線レーザー光の増幅が屈折効果により妨げられている。軟X線レーザー光の輝度を向上し飽和強度を達成するためには、増幅を妨げている屈折効果の補償が重要である。また、多層膜反射鏡を用いた複光路増幅 [1,2,3] は、軟X線レーザー光を高輝度化し、軟X線レーザーの効率を向上するために重要な方法である。

この章では、伝播中の屈折効果を補償するために提案されている湾曲した形状をもつターゲット構造（湾曲ターゲット；curved-slab target） [4] について検討する。また、複光路増幅についても検討する。

[6.2] 湾曲ターゲット構造による高輝度化

第5章に述べたように、ダブルターゲット構造は軟X線レーザー光のプラズマ中の屈折効果を補償し、高利得長積の達成に有効であった。しかし、ダブルターゲットは2つのプラズマの間の結合効率が低い（約20%）ことが課題として残されている。図6.1に、平板、ダブル、湾曲ターゲットにおける軟X線レーザー光の軌跡を示す。（図5.4(d)参照）湾曲ターゲットには、ダブルターゲットに見られる結合損失がない。湾曲ターゲットは、電子密度による屈折率勾配を湾曲の曲率により等価的に補償する。表6.1に第3章、第4章および第5章によって得られた利得が発生するプラズマ状態を示す。屈折の曲率半径（radius of curvature）を利得領域の電子密度勾配から見積もった。湾曲ターゲットに要求される曲率は、電子密度勾配により数 m から数 10 cm であった。

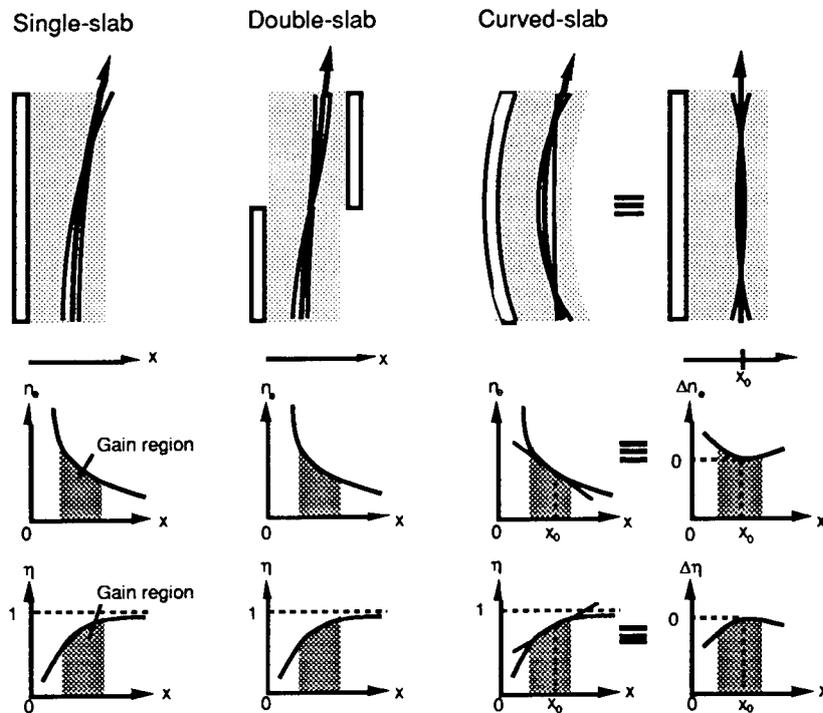


図 6.1 湾曲ターゲットの曲率による屈折効果の補償と光路：（左）平板ターゲット、（中）ダブルターゲットおよび（右）湾曲ターゲット

表 6.1 電子再結合励起型と電子衝突励起型軟X線レーザーの利得領域の電子密度と湾曲の曲率半径の計算結果 (第3章、第4章、第5章参照)

Scheme	Transition	Wavelength	Pump laser condition (Irradiance) Focus size Target	Gain region				
				Gain coefficient (Spatial width) Peak time	Electron density (Density gradient)	Electron temperature	Radius of curvature	
再結合型 (Recombination)	H-like C (Z = 6) Balmer- α	18.2 nm	0.268 μm , 12 ps, 5 - 6 J ($3.0 - 4.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$) 7 mm \times 7 μm ϕ 7 μm carbon fiber	60 cm^{-1} (20 μm) at t = 150 ps by G.J.Pert	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (10^{22} cm^{-4})	10 eV	7 m	The energy 5 - 6 J is output energy of the SPRITE laser. Transmission is between 0.35 and 0.45.
	H-like Na (Z = 11) Balmer- α	5.4 nm	0.53 μm , 18 ps, 20 J ($6.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) 4.5 mm \times 30 μm 10 μm thick NaF film	18 cm^{-1} (30 μm) at t = 60 ps with MEDUSA102	$3.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ($2.4 \times 10^{24} \text{ cm}^{-4}$)	180 eV	0.3 m	
電子衝突型 (Collision)	Ne-like Ge (Z = 32) 3p-3s	19.6 nm (J = 0-1)	1.06 μm , 1 ns, 1.1 kJ ($1.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$) 60 mm \times 100 μm Single-slab target	2.0 cm^{-1} (120 μm) at t = - 0.5 ns	$5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ($8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-4}$)	0.6 keV	0.7 m	
		23.6 nm (J = 2-1)		2.5 cm^{-1} (230 μm) at t = 0 ns	$5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ($3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-4}$)	1.2 keV	1.2 m	

The *s indicate measured value. Others are from simulation results.

The hydrodynamic simulation code for Ne-like Ge scheme is ILESTA-1D.

実験 (IP-05-GXII) では、湾曲ターゲットと平板ターゲットを比較した。図 6.2 に示すように、斜入射分光器とストリークカメラを使用して、特定の軟X線レーザー線の時間分解角度分布を計測した [5]。6 mrad ごとに置いたワイヤーによってターゲット軸からの偏向角度をストリーク像に記録した。ストリークカメラのカソードは、線状カソード (長さ 25 mm, 幅 650 μm) を水平 (角度分解方向に平行) にして使用した。照射レーザーの照射条件は第5章の実験と同じである。

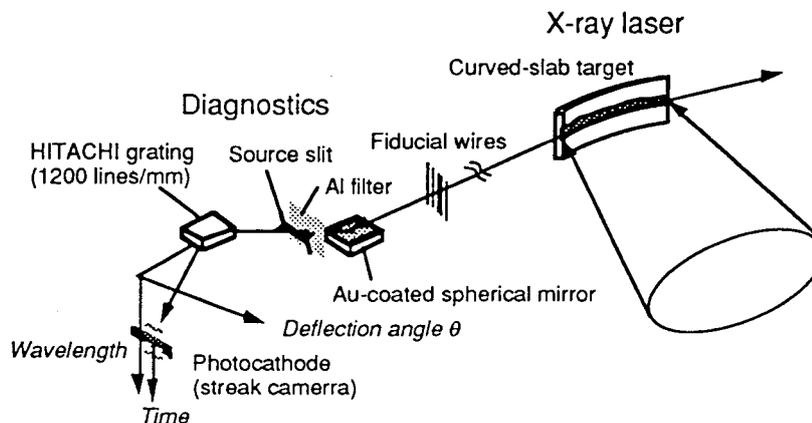


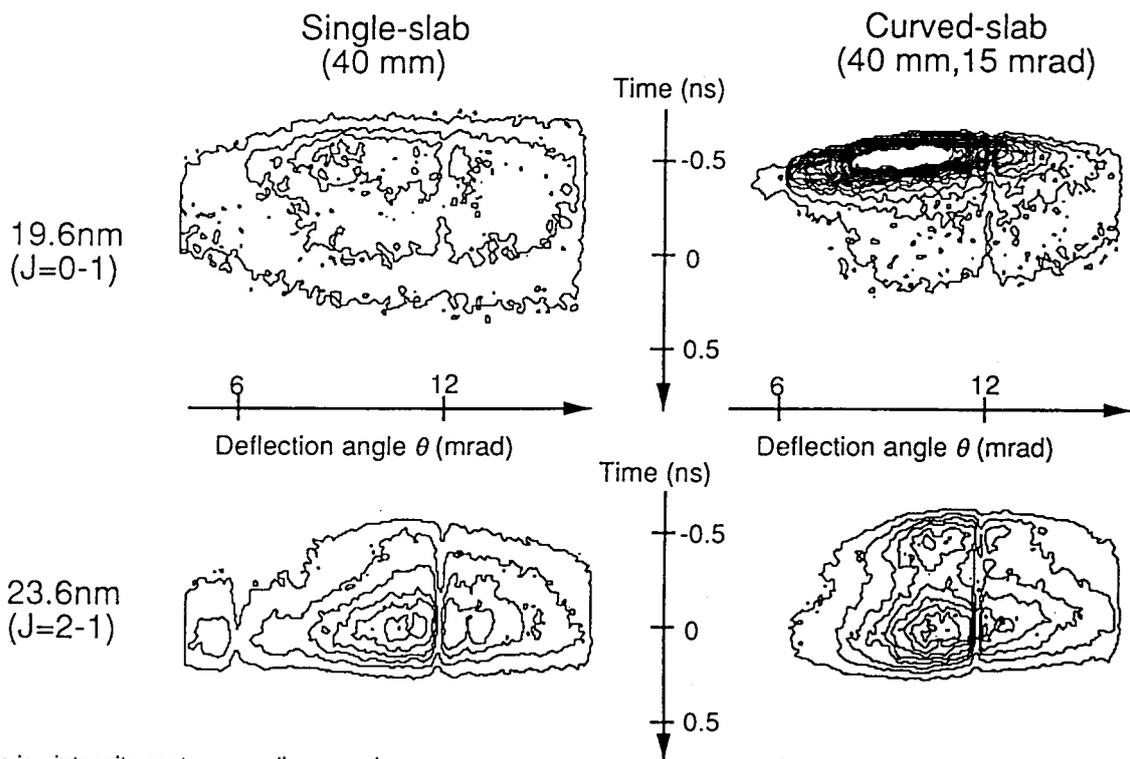
図 6.2 時間分解角度分布測定の実験配置図 (IP-05-GXII)

(i) 時間分解角度分布

図 6.3 に、長さ 4 cm の平板ターゲットと両端の曲げ角 15 mrad の長さ 4 cm の湾曲ターゲットの時間分解角度分布像を示す。最大強度を与える角度は、ターゲット構造やレーザー線によらず約 10 mrad であった。また、この角度ピークは時間的にあまり変化しなかった。平板ターゲットの場合と比較して、湾曲ターゲットではビーム発散角は減少している。

(ii) 時間波形

図 6.4 に、図 6.3 のピーク角度における時間波形を示す。湾曲ターゲットの使用により 19.6 nm 線では平板ターゲットと比較して強度が約 10 倍、23.6 nm 線では 1.3 倍強度が増加した。このように、湾曲ターゲットは特に 19.6 nm 線について著しく強度を増加する（屈折効果を補償する）効果があった。



The iso-intensity contours are linear scale.
The dips at 6 and 12 mrad are due to angular fiducial wires.

図 6.3 時間分解角度分布の等高線表示：(左) 平板ターゲットと (右) 湾曲ターゲットに対する (上段) 19.6 nm 線および (下段) 23.6 nm 線 (IP-05-GXII)

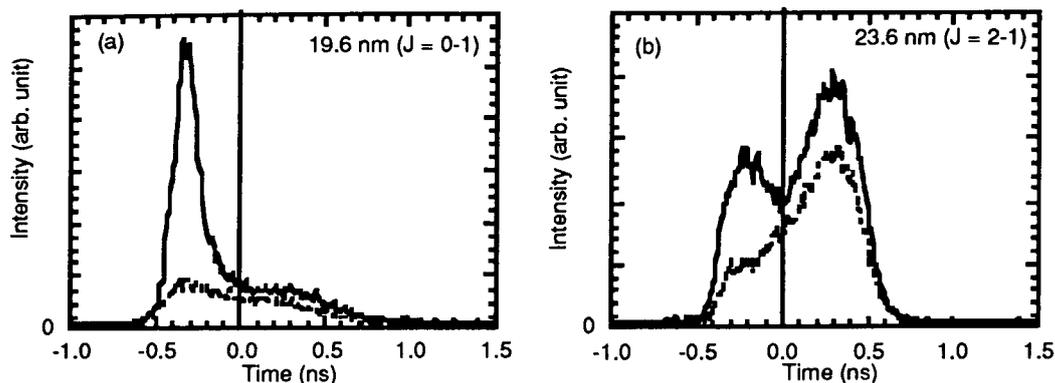


図 6.4 湾曲ターゲットの効果：(a) 19.6 nm 線と (b) 23.6 nm 線の時間波形：(実線) 湾曲ターゲットと (破線) 平板ターゲット (IP-05-GXII)

(iii) ターゲット長さ依存性

図 6.5 に、図 5.16 に示した結果に湾曲ターゲットの実験結果を追加したものを示す。湾曲ターゲットを使用することにより、19.6 nm 線と 23.6 nm 線が、ほぼ同じ増加率（利得係数約 2.5 cm^{-1} に相当する）となった。この実験結果から、19.6 nm 線が 23.6 nm 線に匹敵する利得係数をもつことが明らかになった。

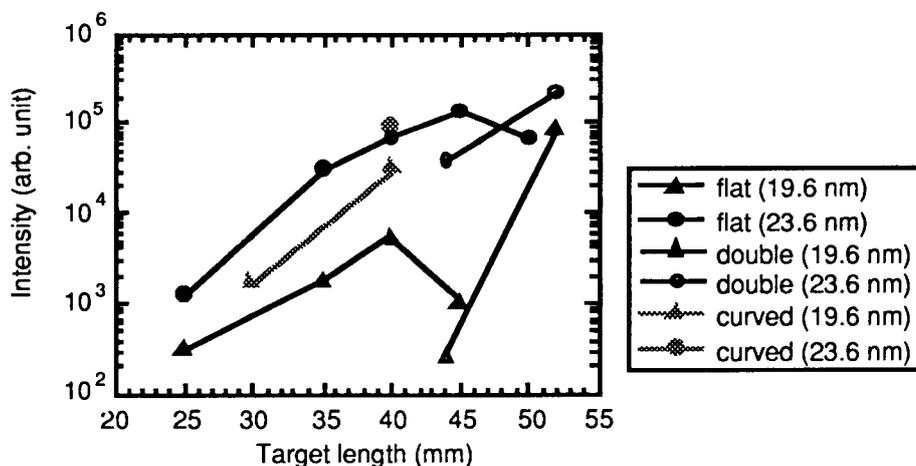


図 6.5 湾曲ターゲット構造による強度の増加 (IM-07-GXII, IP-05-GXII)

(iv) 曲げ角依存性

図 6.6 に、湾曲ターゲットの曲げ角に対する強度とビーム発散角の関係を示す。曲げ角の増加により軟 X 線レーザー光の強度が増加し、指向性が向上している。また、20 mrad 以下では曲げ角の最適値は得られていない。これは、さらに小さい曲率半径（大きい曲げ角）が必要であることとよく対応する。(表 6.1 参照)

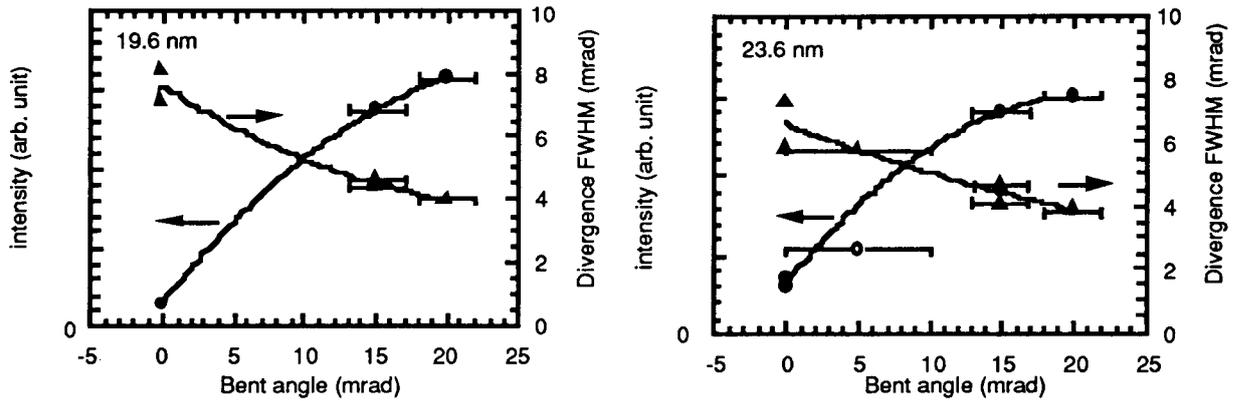


図 6.6 湾曲ターゲットの曲げ角に対する強度とビーム発散角の関係：(左) 19.6 nm 線 および (右) 23.6 nm 線 (IP-05-GXII)

[6.3] 複光路増幅による高輝度化および指向性の向上

平板ターゲットに多層膜反射鏡を使用して複光路増幅の実験 (IM-07-GXII) を行なった。図 6.7 に 23.6 nm 線の時間波形を示す。複光路増幅途中で、多層膜反射鏡の損傷と思われる時間波形を観測した。この実験では、反射鏡とプラズマの距離は約 2.5 cm で、反射鏡の損傷はレーザーピークの約 200 ps 前に発生した。この損傷は、プラズマからの熱 X 線による可能性が高かったことが報告されている [6]。このような反射鏡の損傷を抑制するには反射鏡をプラズマ源から離せばよいが、プラズマに再入射する軟 X 線レーザー光の強度 (光量) が低下するので適当な距離が望ましい。反射鏡のプラズマからの距離の 2 乗に反比例すると仮定し、反射鏡が損傷を起こすまでにプラズマに与えられたエネルギーが全体の約 3 分の 1 であったことを考慮して、IP-05-GXII 実験では反射鏡とターゲットの距離を 40 mm に拡大し、複光路増幅中の損傷を軽減した。

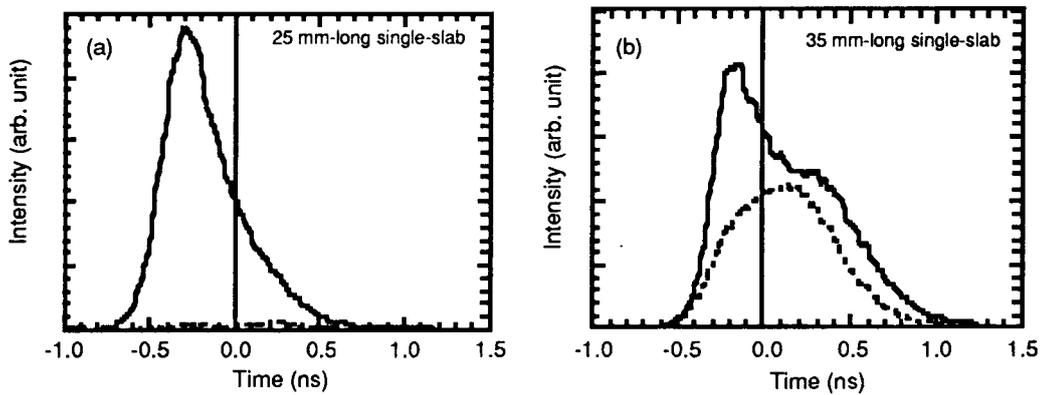


図 6.7 単光路増幅光と複光路増幅光の時間波形 (23.6 nm 線)：長さ (a) 25 mm および (b) 35 mm の平板ターゲットに対する (実線) 複光路増幅光と (破線) 単光路増幅光。複光路増幅中に多層膜反射鏡の損傷が見られた。(IM-07-GXII)

図 6.8 に、IP-05-GXII 実験で使用した湾曲ターゲットに平面多層膜反射鏡を組み合わせた複光路増幅構造を示す。湾曲ターゲットは、長さ 40 mm、曲げ角は 15 mrad であった。多層膜反射鏡は、合成石英基板上に Mo/Si 多層膜構造をマグネトロンスパッタにより作成した平面反射鏡であった。また、ターゲットの端と反射鏡の距離は 40 mm であった。

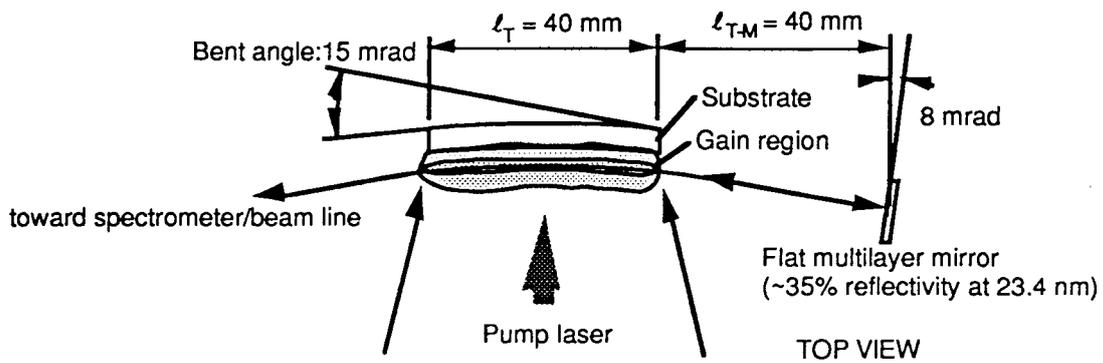


図 6.8 湾曲ターゲットと平面反射鏡を使用した複光路増幅 (IP-05-GXII)

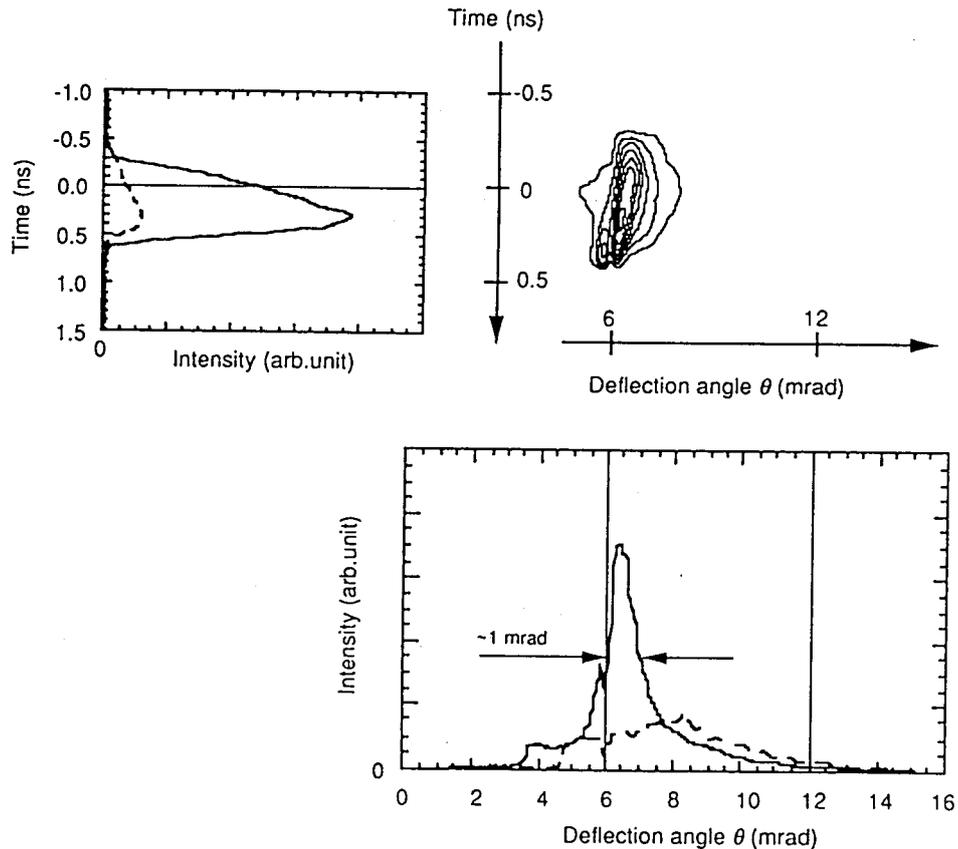


図 6.9 湾曲ターゲットと平面多層膜反射鏡を使用した複光路増幅の時間分解角度分布：複光路増幅光（実線）および単光路増幅（破線）の角度ピークの時間波形（左）およびピーク時刻の角度強度分布（下） (IP-05-GXII)

図 6.9 に、23.6 nm 線に対する実験結果を示す。複光路増幅により指向性が著しく向上し、約 1 mrad のビーム発散角が得られた。また、複光路増幅により 23.6 nm 線の強度が約 10 倍増加した。波長 19.6 nm 線の複光路増幅の場合においても、23.6 nm 線と同様の指向性の向上を観測した。反射鏡の高反射率化と形状による最適化によって、さらに高輝度化が可能である。第 7 章に述べるように、複光路増幅による指向性の向上の結果は、空間コヒーレンスの向上と密接に関係している。

[6.4] まとめ

この章では、湾曲ターゲットを用いた屈折効果の補償と多層膜反射鏡を用いた複光路増幅について述べた。長さ 40 mm 曲げ角 15 mrad (曲率半径 2.7 m) の湾曲ターゲットを使用した場合、同じ長さの平面ターゲットと比べて、軟 X 線レーザー光の強度が増加した。特に 19.6 nm 線は、約 10 倍強度が増加した。また、ターゲットの曲げ角を増加すると、軟 X 線レーザー光の強度は増加したが、曲げ角の最適値は 20 mrad 以下ではなかった。実験結果は、湾曲ターゲットが屈折効果をよく補償することを明らかにした。

多層膜反射鏡を使用した複光路増幅では、軟 X 線レーザー光の強度が立上り部において強度が増加した。しかし、その増加の途中で軟 X 線レーザー光の強度が急激に減少した。この減少の原因は、熱 X 線によって多層膜反射鏡が損傷し、その反射率が低下したためと考えられている。

そこで、ターゲットと多層膜反射鏡の距離を 25 mm から 40 mm に増加したところ、複光路増幅中の多層膜反射鏡の損傷はなかった。湾曲ターゲットと平面多層膜反射鏡を使用した複光路増幅により、23.6 nm 線では約 10 倍、19.6 nm 線では約 40 倍の強度の増加を達成した。強度の増加だけでなく、同時に指向性の優れた (ビーム発散角約 1 mrad) 軟 X 線レーザー光が得られた。

結果として、湾曲ターゲットと複光路増幅が高輝度化に有効であることが明らかになった。

参考文献

- [1] N.M.Ceglio, D.P.Gains, J.Trebes, A.M.Hawryluk, D.G.Sterns, and G.L.Howe, SPIE 688 (1986) 44.
- [2] N.M.Ceglio, D.G.Sterns, D.P.Gaines, A.M.Hawryluk, and J.E.Trebes, Opt.Lett. 13 (1988) 108.
- [3] N.M.Ceglio, D.P.Gaines, J.E.Trebes, R.A.London, and D.G.Sterns, Appl.Opt. 27 (1988) 5022.
- [4] J.G.Lunney, "Waveguiding in soft x-ray laser experiments", Appl. Phys. Lett. 48 (1986) 891.
- [5] R.Kodama, D.Neely, L.Dwivedi, M.H.Key, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, D.O'Neill, P.Norreys, G.J.Pert, S.A.Ramsden, G.J.Tallents, J.Uhomoibhi, and J.Zhang, Opt. Comm. 90 (1992) 95.
- [6] M.Tsukamoto, M.Niibe, Y.Watanabe, A.Miyake, T.Iizuka, Y.Fukuda, Y.Kato, H.Shiraga, H.Daido, K.Murai, C.L.S.Lewis, D.Neely, D.M.O'Neill, "Radiation damage of multilayer mirror for soft x-ray lasers", SPIE 1720 (1992) 226.

第7章 軟X線レーザー光の空間コヒーレンス

高い空間コヒーレンスをもつ軟X線レーザー光は、ホログラフィーなどへの応用が期待される。第6章において複光路増幅により得られた指向性の高い軟X線レーザー光は、空間コヒーレンスの向上と関係していたと考えられる。

この章では、ピンホールアレイまたはスリットアレイを用いて軟X線レーザー光の空間コヒーレンスを計測した。また、実験結果をもとに軟X線レーザー光がガウス型強度分布をもつインコヒーレント光源に近いことを明らかにした。また、軟X線レーザー光がガウス型強度分布をもつ準均質光源 (quasihomogeneous source) であると仮定して、複光路増幅におけるビーム発散角を説明した。その結果、複光路増幅により出力端でのコヒーレント領域が約 5.5 % になり、コヒーレントパワーは単光路増幅と比較して約 320 倍向上した。

最後に、高い空間コヒーレンスをもつ軟X線レーザー光によるインラインホログラフィーの実験について述べている。

目次

[7.1] はじめに	79
[7.2] 軟X線レーザーの空間コヒーレンス計測	80
(i) 実験および実験結果	
(ii) ガウス型強度分布をもつ光源の空間コヒーレンス	
[7.3] 複光路増幅による空間コヒーレンスの向上	86
[7.4] 軟X線レーザー光によるインラインホログラフィー	89
[7.5] まとめ	91
参考文献	

[7.1] はじめに

軟X線レーザー光は自然放射増幅光 (ASE) であり、増幅器の一端から発した自然放射光が増幅したものである [1]。軟X線レーザー光の出力端における空間コヒーレンスの簡単な見積もりは、 $z=0$ において半径 a の開口から放射されたインコヒーレント光 (波長 λ) が、 $z=L$ の面に生じる空間コヒーレンスで与えられる。空間コヒーレンス長 x_c は、フレネル数 N を用いて以下のように表せる [2]。

$$x_c = \frac{a}{2\pi N} = \frac{\lambda L}{2\pi a} \quad (7-1)$$

ここで、

$$N = \frac{a^2}{\lambda \cdot L} \quad (7-2)$$

また、距離 z 離れた面 A に生じる場の空間コヒーレンス長 X_c は、ほぼ次式で与えられる [3]。

$$X_c = \left[x_c^2 + \left(\frac{\lambda \cdot z}{2\pi a} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (7-3)$$

$z \gg L$ においては第2項が支配的となり、コヒーレント領域の大きさはほぼ光源の大きさで決まる。

例として、 $a = 50$ (μm)、 $\lambda = 20$ (nm)、 $L = 4$ (cm) を用いると、フレネル数は $N = 3.125$ 、 $x_c = 2.6$ (μm) となる。また、 $z = 1$ (m) では、 $X_c = 64$ (μm) となる。開口においてフレネル数が1となり、開口がコヒーレントになる ($x_c = 2a$) ためには、 $N < 0.08$ 、 $a < 8$ (μm) が必要である。したがって、軟X線レーザー光はインコヒーレント光に近い部分コヒーレント光であると考えられる。また、以下の方法により軟X線レーザー光の空間コヒーレンスを向上することが可能である。

- (i) 発光サイズ ($2 \cdot a$) を減少する。
- (ii) 伝播長 (L) を増加する。

図 7.1 に、この様子を模式的に示す。伝播長の増加により、ビーム発散角の減少 (指向性の向上) が期待できる。図中のパラメータの定義は、この章の [7.2] [7.3] に述べる。(i) に基づき、照射レーザーの線集光幅を減少する実験が行なわれ、空間コヒーレンスが向上する結果が得られている [3]。しかし結果として、線集光幅を減少するだけではインコヒーレント光源の領域を越えなかった。(ii) に基づき、複光路増幅による伝播長の増加は、空間コヒーレンスを向上する別の有力な解である。

上記のことから、第6章で複光路増幅により得られた約 1 mrad のビーム発散角は、空間コヒーレンスの向上と密接に関係している。この章では、軟X線レーザー光のもつ空間コヒーレンスを定量的に評価した。また、コヒーレントな軟X線レーザー光を利用したインラインホログラフィーを行なった。

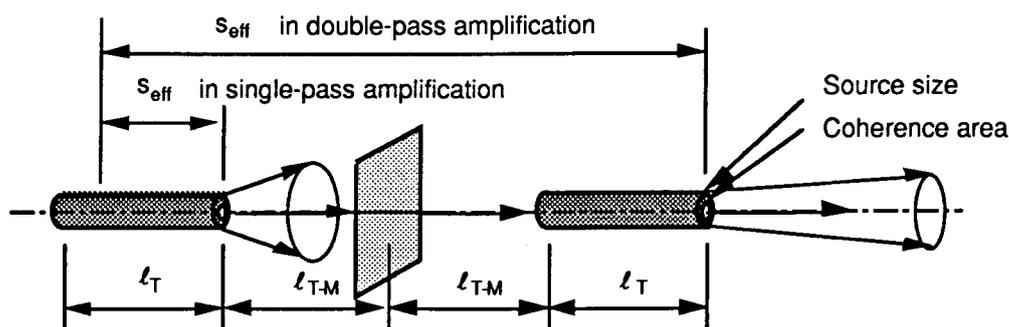


図 7.1 複光路増幅の模式図：複光路増幅により軟X線レーザー光の出力端でのコヒーレンスが
高くなり、指向性が向上する。

[7.2] 軟X線レーザーの空間コヒーレンス計測

(i) 実験および実験結果

図 7.2 に、ピンホールアレイを用いた空間コヒーレンス計測の実験配置図を示す。長さ 40 mm の平板ターゲットから放射した軟X線レーザー光は、多層膜反射鏡で 23.2 nm 線と 23.6 nm 線のみが反射され、厚さ 0.8 μm のアルミフィルターを透過した後、結像位置に置かれた検出器 (Kodak 101-07) に露光した。

図 7.3 に示すピンホールアレイは、直径 40 μm のピンホールが二次元的に 200 個配置されている。300 μm おきに 10 個並んでいる (300 μm アレイ) 方向と直交する方向には 100 μm 間隔のピンホールペアが 300 μm おきに 10 組並んでいる (100 μm /300 μm アレイ)。ピンホールアレイは多層膜反射鏡に密着するように置かれ、検出器上に多光束干渉した干渉像 (フラウンホーファー回折像) が得られる。

図 7.3 には、ピンホールアレイにより検出器面上に生じる回折広がり (装置関数) と光源の強度分布に円形開口とガウス型強度分布を仮定した場合のピンホールアレイ位置でのコヒーレント関数を示している。(詳細は付録B [B.2] を参照)

図 7.4、図 7.5 に、円形開口とガウス型強度分布をもつインコヒーレント光源から生じる 23.2 nm/23.6 nm 光源に対して計算した干渉パターンを示す。どちらの図においても円形開口光源とガウス型強度分布光源に対する干渉パターンに明らかな違いが見られる。300 μm アレイの干渉パターンの方が、干渉縞のバックグラウンド成分が関与して誤差が生じやすい。また、100 μm /300 μm アレイはバックグラウンド成分が少なく、計測のダイナミックレンジが大きいことが特徴である。(図 7.8 参照)

図 7.6 は、この実験によって得られた干渉像である。また、図 7.7 に、この干渉像を直交方向に分離して強度分布に変換した干渉縞を示す。この干渉縞より光源の強度分布を評価した。

図 7.8 に、それぞれの強度分布から得られる干渉縞の幅と周期の比 (width/period) と可視度 (visibility) の関係と、実験の結果を同時に示す。(visibility の定義は付録 B 参照) 実験結果から 23.2 nm 線と 23.6 nm 線の出力端での強度分布は、半値全幅約 130 μm (半値半幅 65 μm) のガウス型分布に近かったことがわかった。

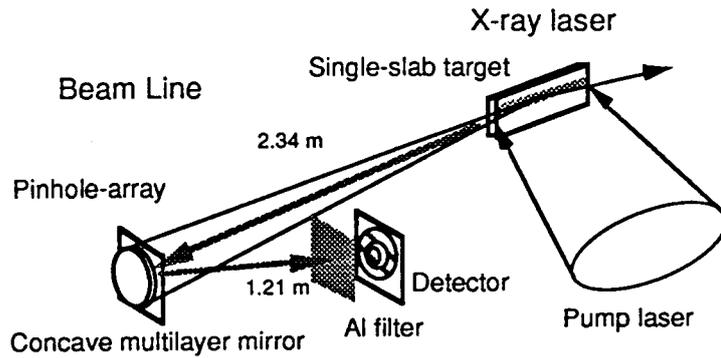


図 7.2 ピンホールアレイを用いた空間コヒーレンス計測 (IM-07-GXII)

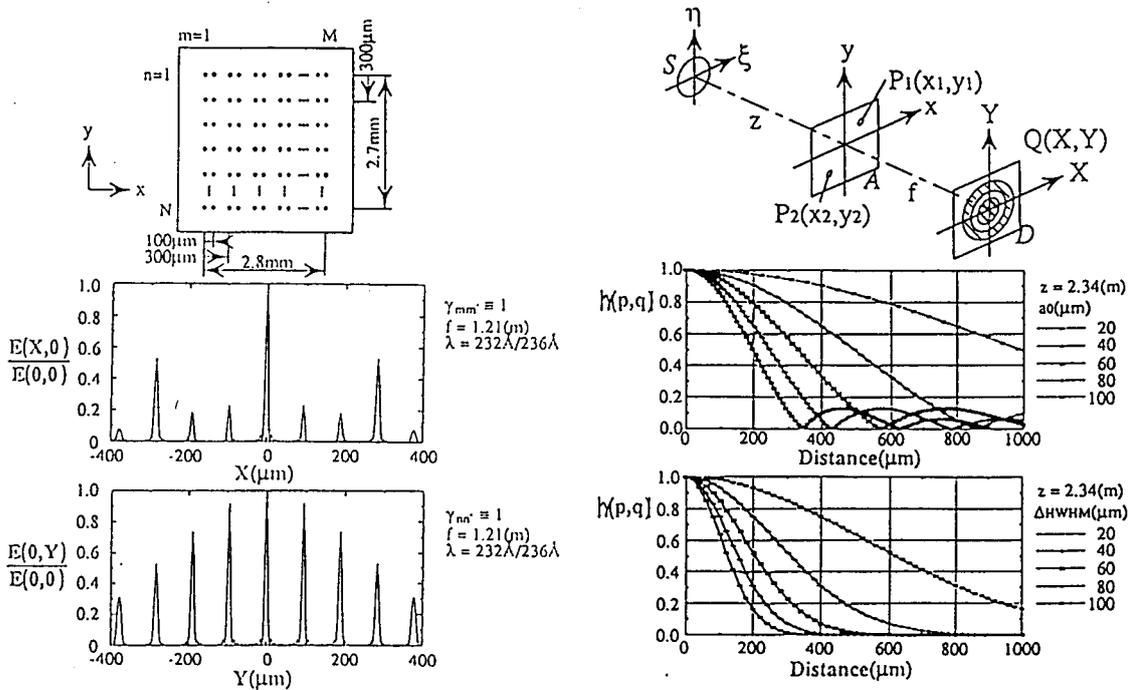


図 7.3 (左) コヒーレンス計測に使用したピンホールアレイの設計図と検出器上の装置関数。
 (右) 座標系とインコヒーレント光源の強度分布を円形開口 (右中) およびガウス分布 (右下) を仮定したときのコヒーレンス関数。コヒーレンス関数の計算条件は波長 23.2 線と 23.6 nm の混在した光源に対して光源の半値半幅 Δ_{HWHM} と半径 a_0 に対して計算した。(IM-07-GXII)

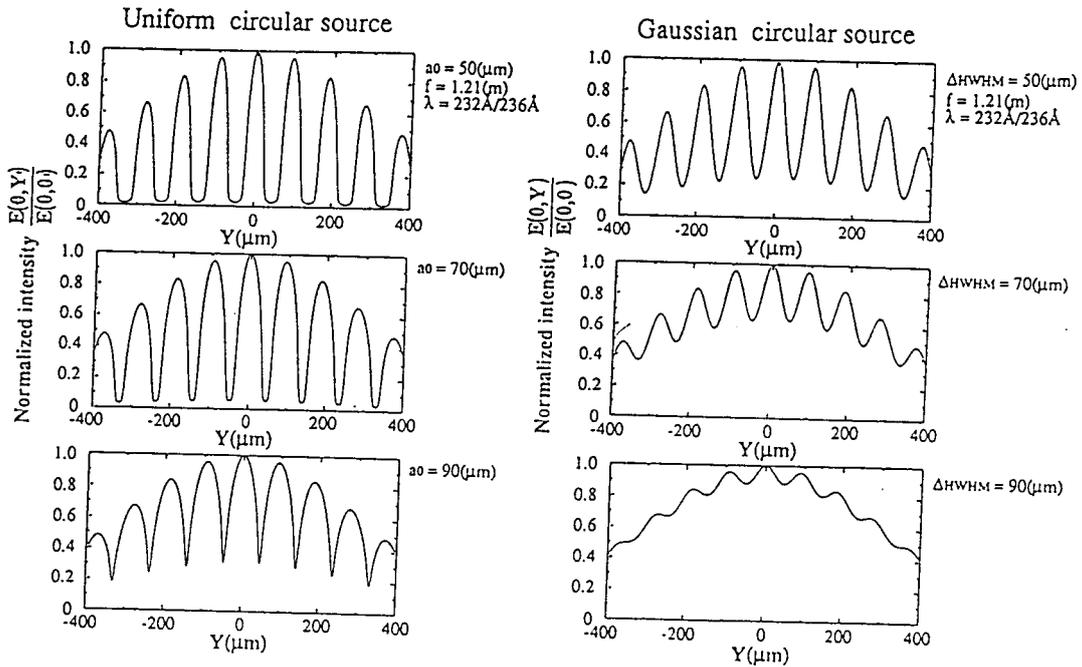


図 7.4 ピンホールアレイ (300 μm アレイ) によるインコヒーレント光源の干渉パターン：(左) 円形開口の半径 a_0 と (右) ガウス型強度分布の半値半幅 Δ_{HWHM} をそれぞれ (上) 50 μm (中) 70 μm および (下) 90 μm として計算した結果である。(IM-07-GXII)

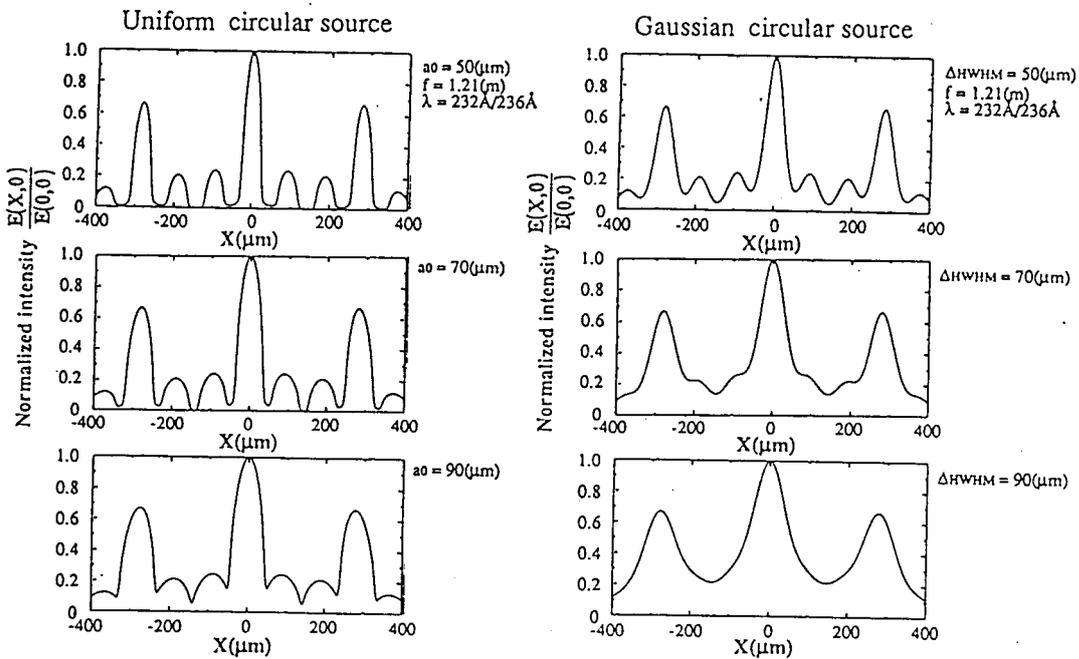


図 7.5 ピンホールアレイ (100 $\mu\text{m}/300 \mu\text{m}$ アレイ) によるインコヒーレント光源の干渉パターン：(左) 円形開口の半径 a_0 と (右) ガウス型強度分布の半値半幅 Δ_{HWHM} をそれぞれ (上) 50 μm (中) 70 μm および (下) 90 μm として計算した結果である。(IM-07-GXII)

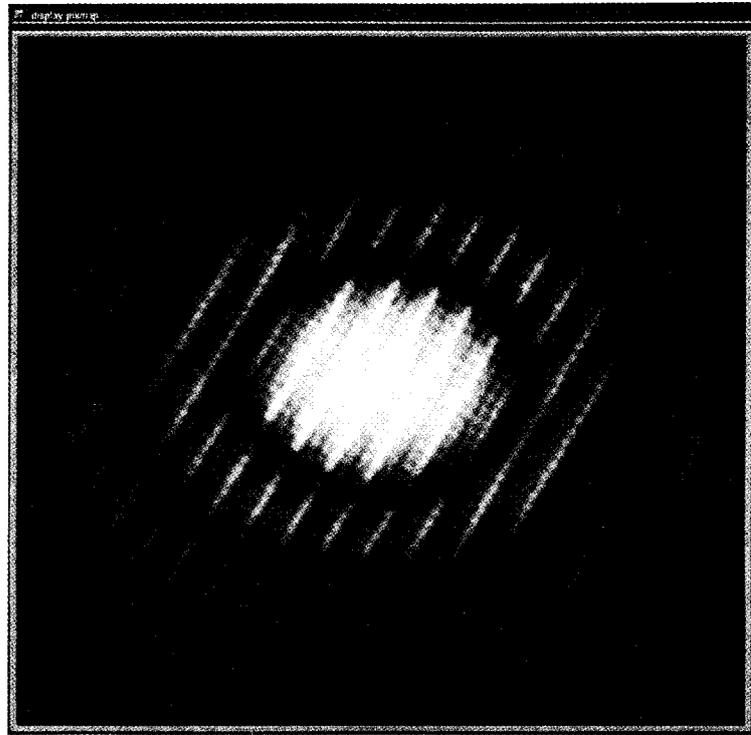


図 7.6 軟X線レーザー光 (23.2 nm 線と 23.6 nm 線) のピンホールアレイによる干渉像 (IM-07-GXII)

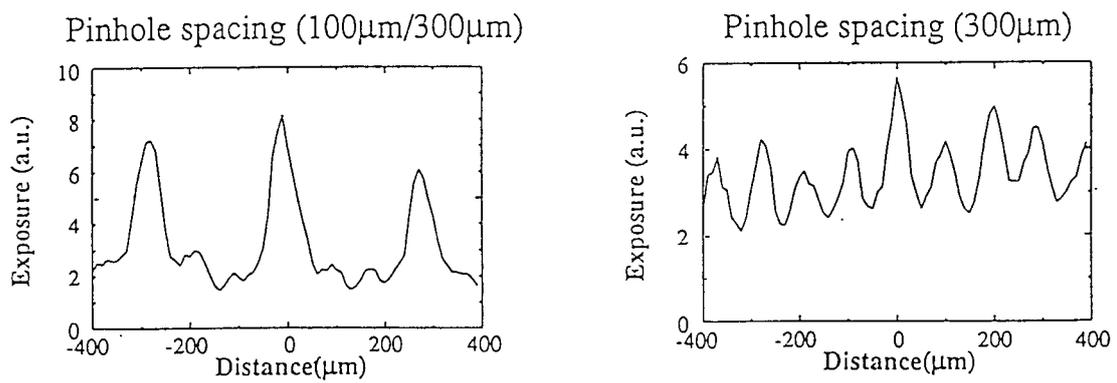


図 7.7 軟X線レーザー光 (23.2 nm 線と 23.6 nm 線) により得られた干渉パターンの強度分布。(左) 100 μ m/300 μ m アレイと (右) 100 μ m アレイに起因している。(IM-07-GXII)

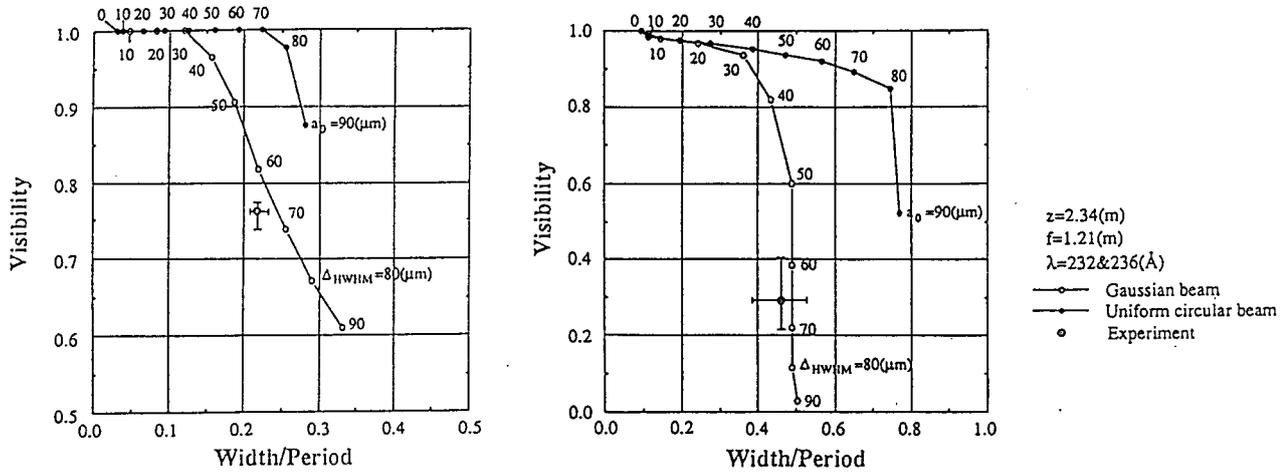


図 7.8 干渉縞の幅と周期の比 (Width/period) と可視度 (Visibility) の関係と実験結果：(左) 100 μm/300 μm アレイおよび (右) 300 μm アレイに起因する (黒丸) 円形開口および (白丸) ガウス型強度分布をもつ光源から求めた。実験の干渉縞より求めた空間コヒーレンスは、軟X線レーザー光は円形開口ではなくガウス強度分布に近かったと考えられる。(IM-07-GXII)

(ii) ガウス型強度分布をもつ光源の空間コヒーレンス

インコヒーレント光源によって生じる空間コヒーレンスは、[付録 B] に述べられているが、結果を簡単に記す。まず、光源の強度分布 $I(\rho)$ を標準偏差 σ_I を用いて以下の式で定義する。

$$I(\vec{\rho}) = I_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_I^2}\right) \quad (7-4)$$

ガウス型強度分布をもつインコヒーレント光源の作るコヒーレンス度 $\mu(\rho)$ は、ガウス型となる。ガウス型強度分布をもつ光源が光源から距離 s の位置に作る空間コヒーレンスは以下の式である。

$$\mu(\vec{\rho}) = \exp\left\{-\frac{\left(\frac{k\rho'\sigma_I}{s}\right)^2}{2}\right\} = \exp\left\{-\frac{\rho'^2}{2\sigma_g^2}\right\} \quad (7-5)$$

ここで、 σ_I および σ_g は、ガウス型ビーム広がりおよび空間コヒーレンス関数の標準偏差である。

$$\sigma_g = \frac{s}{k \cdot \sigma_I} \quad (7-6)$$

中心から σ_I の距離において $0.61 (=1/e^{0.5})$ となる。また、距離 σ_g は可視度 (visibility) が $0.61 (=1/e^{0.5})$ となる距離である。実験で得られたガウス型強度分布の半値全幅 $130 \mu\text{m}$ は、 $\sigma_I = 78 (\mu\text{m})$ に相当する。 $\lambda = 23.4 \text{ nm}$ 、 $s = 4 (\text{cm})$ では、 $\sigma_g = 1.9 (\mu\text{m})$ であった。空間コヒーレンスが2点間の距離 ρ' のみに関係し、 $\sigma_g \ll \sigma_I$ であるので、軟X線レーザーはガウス型強度分布とガウス型空間コヒーレンス関数をもつガウス型準均質光源 (quasi-homogeneous source) [5] であると仮定できる。ガウス型準均質光源によって生じる z の位置での強度分布およびコヒーレンス関数はやはりガウス型となる。出力端でのときと同様に、強度分布および空間コヒーレンスのガウス型関数の標準偏差 $\sigma_I(z)$ 、 $\sigma_g(z)$ は以下のように表せる。

$$\sigma_I(z) = \sigma_I[\Delta(z)] \quad \text{and} \quad \sigma_g(z) = \sigma_g[\Delta(z)] \quad (7-7)$$

ここで、 $\Delta(z)$ はビーム広がり係数で、波数 $k (=2\pi/\lambda)$ を用いて以下のように表せる。

$$\Delta(z) = \left[1 + \left(\frac{z}{k\sigma_I\sigma_g} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (7-8)$$

z が大きくなる ($z \gg k \cdot \sigma_I \cdot \sigma_g$) と、 $\Delta(z)$ が z に比例して増加する。ガウス型準均質光源においてビーム径に占めるコヒーレンス領域の大きさの比は、 z によらず一定である。すなわち、ビーム伝播により空間コヒーレンスは向上する (相関距離は長くなる) が、コヒーレントな成分の占める割合は変化しない。

$$\frac{\sigma_g(z)}{\sigma_I(z)} = \frac{\sigma_g}{\sigma_I} = \text{constant} \quad (7-9)$$

この章では、以下の空間コヒーレンスの相関距離 l_g を用いて評価する。相関距離 l_g は、強度分布がガウス分布であるとき (7-11) のようにガウス型相関の標準偏差 $\sigma_g(z)$ を用いて表せる。このとき、相関距離 l_g は、干渉性が $0.37 (=1/e)$ となる距離である。

$$l_g^2(z) = \frac{\int_0^\infty \rho'^2 g(\vec{\rho}', z) d^2\rho'}{\int_0^\infty g(\vec{\rho}', z) d^2\rho'} \quad (7-10)$$

$$l_g(z) = \sqrt{2}\sigma_g(z) = \sqrt{2}\sigma_g\Delta(z) \quad (7-11)$$

自然放射光増幅 (ASE) では、プラズマ各部の発光が空間コヒーレンスに関与する。利得媒質の有効伝播長さ s_{eff} に対して波長 λ の軟X線レーザー光の出力端における空間コヒーレンスの相関距離 $\ell_{g, \text{ASE}}$ は、以下に与えられる。

$$\ell_{g, \text{ASE}} = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \frac{\lambda \cdot s_{\text{eff}}}{\pi \cdot (2\Delta)_{\text{FWHM}}} \quad (7-12)$$

反射鏡を使用しない単光路増幅では、有効伝播長さ s_{eff} は (B3-37) より

$$s_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\ell_T} x \cdot \exp(g \cdot x) dx}{\int_0^{\ell_T} \exp(g \cdot x) dx} \quad (7-13)$$

ここで、ターゲット長さ ℓ_T を 4 cm、利得係数 g を 2.5 cm^{-1} とすると、有効伝播長さ s_{eff} は 3.6 cm となりターゲット長さの 90% となる。ガウス型強度分布の半値全幅 $(2\Delta)_{\text{FWHM}} = 130 \text{ } (\mu\text{m})$ 、 $s_{\text{eff}} = 3.6 \text{ (cm)}$ 、 $\lambda = 23.4 \text{ (nm)}$ より、 $\ell_{g, \text{ASE}} = 3.4 \text{ } (\mu\text{m})$ となる。また、ピンホールアレイの位置 $z = 2.34 \text{ (m)}$ では、 $\Delta z = 59$ となり、 $\sigma_g(z) = \sigma_g \cdot \Delta z = 110 \text{ } (\mu\text{m})$ 、 $\ell_g(z) = 160 \text{ } (\mu\text{m})$ が得られる。結果として、干渉性 88% に対して約 $40 \text{ } \mu\text{m}$ 、干渉性 50% に対して約 $130 \text{ } \mu\text{m}$ の空間コヒーレンスが得られた。

ビーム発散角 $2\theta_{\text{FWHM}}$ は、相関距離を用いて以下の式で表せる。

$$2\theta_{\text{FWHM}} \cong \frac{2\sqrt{2 \cdot \ln 2}}{k\sigma_g} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\lambda}{\pi \cdot \ell_g} \quad (7-14)$$

強度分布から計算したビーム発散角は 4.6 mrad となり、ビーム発散角の計測結果 (約 5 mrad) とよい一致を得た。

[7.3] 複光路増幅による空間コヒーレンスの向上 [6]

ここでは、湾曲ターゲットおよび複光路増幅の場合における軟X線レーザー光の出力端での空間コヒーレンスおよびコヒーレントパワーについて考察する。復路の利得媒質は単に増幅器として動作すると仮定すると、有効伝播長さ s_{eff} は以下のように表せる。(図 7.9 参照) 有効伝播長が増加すると、コヒーレント領域の面積がその 2 乗になる。ターゲットと反射鏡との距離 $\ell_{\text{T-M}}$ は 4 cm であり、有効伝播長さ s_{eff} は 15.6 cm となる。

$$s_{eff} = \frac{\int_0^{\ell_T} x \cdot \exp(g \cdot x) dx}{\int_0^{\ell_T} \exp(g \cdot x) dx} + 2\ell_{T-M} + \ell_T \quad (7-15)$$

[7.2] ではピンホールアレイを用いて実験を行なったが、光量増加と分解能の向上を目的として本実験ではスリットアレイを用いた。図 7.10 に、ビームラインに使用したスリットアレイおよび検出器上に得られる干渉像を示す。スリットアレイは 2 mm × 40 μm のスリットにより構成し、100 μm 間隔のダブルスリットを 300 μm 間隔で 10 組配置し直交するように配置した。直交するスリットアレイの相互干渉は無視できるため、この方法により同時に二次元方向（水平と鉛直方向）の空間コヒーレンスの情報を得ることができる。2 枚の多層膜反射鏡（凹面曲率半径 4 m & 平面）を使用した光学系は、基本的には図 7.2 と同じで、検出器面が光源の結像位置にあってスリットアレイからのフラウンホーファー回折像が得られる。実験では、波長 23.4 nm 用多層膜反射鏡を用いて、23.2 nm/23.6 nm 線の空間コヒーレンスを測定した。スリットアレイは回折素子として働き、可視光を除去できるので、波面を乱す可能性のあるフィルターは使用しなかった。

図 7.11 に、単光路増幅と複光路増幅（図 6.8 参照）における軟X線レーザー光のスリットアレイによる干渉パターンを示す。複光路増幅において干渉パターンが小さくなったことは、ビーム径に対するコヒーレンス領域の比の割合の増加に対応していたと考えられる。

図 7.12 に、この様子と計算した出力端での空間コヒーレンス相関距離 ℓ_g を示す。複光路増幅において約 1 mrad のビーム発散角から求めた相関距離（～ 12 μm）とビーム径と伝播長により計算した相関距離（～ 19 μm）は、単光路増幅の場合にもよい一致を得た。

表 7.2 に、出力端から 3.3 m の位置に生じる空間コヒーレンス長 $\ell_g(z)$ 、出力端での空間コヒーレンス距離 ℓ_g 、出力端の発光領域とコヒーレント領域のサイズおよび割合、コヒーレントパワーを示す。複光路増幅により出力端でのコヒーレント領域が約 5.5 % になり、コヒーレントパワーは単光路増幅と比較して約 320 倍向上した。

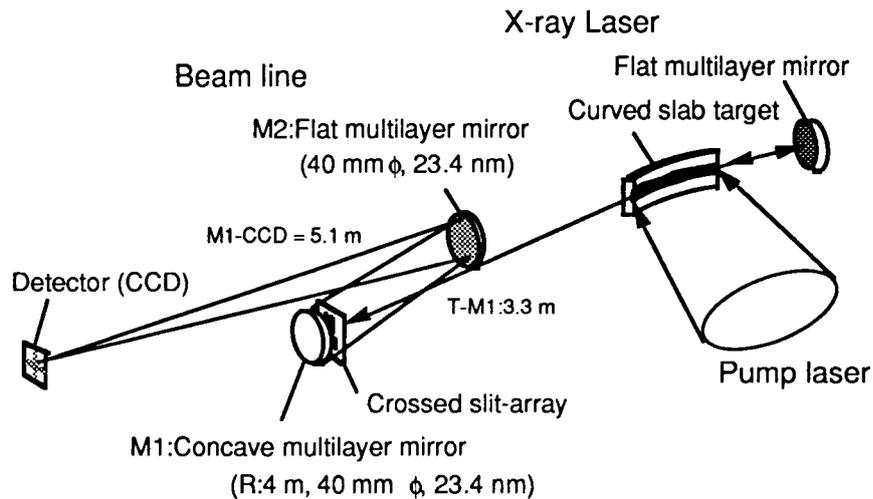


図 7.9 空間コヒーレンス計測の実験配置図 (IP-05-GXII)

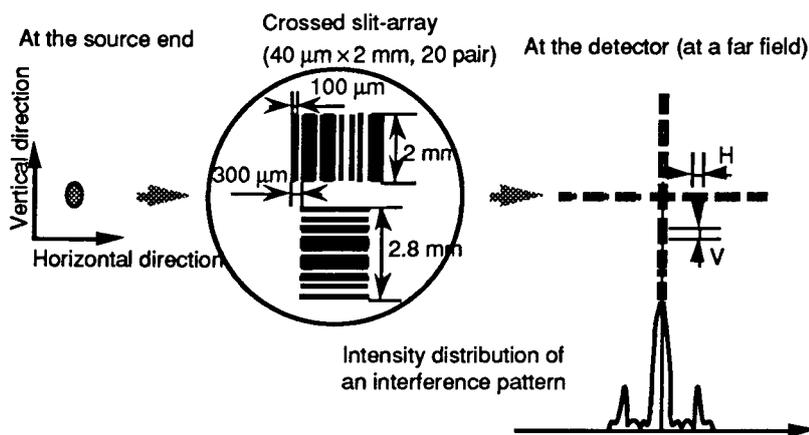


図 7.10 スリットアレイを用いた空間コヒーレンス計測：軟X線レーザー光の出力端の鉛直および水平方向の空間コヒーレンスの情報が直交して検出器上に記録される。(IP-05-GXII)

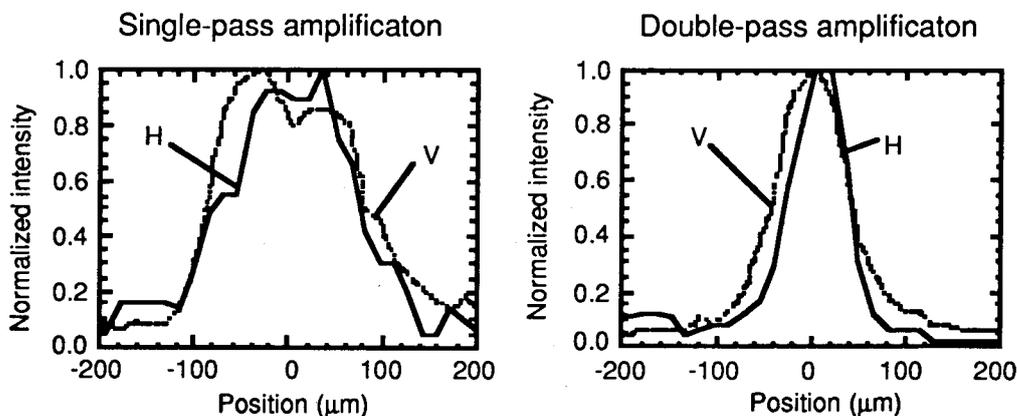


図 7.11 スリットアレイによる波長 23.2/23.6 nm 線の干渉パターンの一部：湾曲ターゲットの(左)単光路増幅と(右)複光路増幅光の鉛直(V)および水平方向(H)の空間コヒーレンスに対応する。(IP-05-GXII)

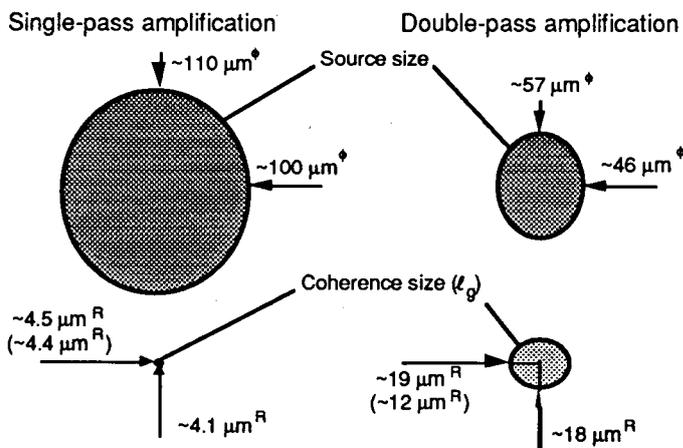


図 7.12 ビーム径とコヒーレンス領域の関係：コヒーレンス領域は、相関距離 ℓ_g を用いて表示した。()内は、ビーム発散角 1 mrad から求めた ℓ_g である。(IP-05-GXII)

表 7.2 湾曲ターゲットを用いた場合の空間コヒーレンス、コヒーレント領域の割合およびコヒーレントパワー (IP-05-GXII)

		Single-pass amplification	Double-pass amplification
Measured transverse coherence length at a distance of 3.3 m	$\ell(z)_g$	410 μm (H) \times 370 μm (V)	890 μm (H) \times 720 μm (V)
Calculated source size	$(2\Delta)_{FWHM}$	100 μm (H) \times 110 μm (V)	46 μm (H) \times 57 μm (V)
Measured beam divergence in the horizontal plane	$(2\theta)_{FWHM}$	~ 4 mrad(H)	~ 1 mrad(H)
Calculated transverse coherence length	ℓ_g	~ 4.4 μm (H)	~ 12 μm (H)
Coherence area at the source end	ℓ_g^2	~ 19 μm^2	~ 144 μm^2
Fraction of the coherence area to the source area	$\frac{\ell_g^2}{(2\Delta)_{FWHM}^2}$	~ 0.17 %	~ 5.5 %
Measured peak intensity (in arbitrary unit)	I	1	~ 10
Coherent power	$\frac{\ell_g^2}{(2\Delta)_{FWHM}^2} \cdot I$	1	~ 320

[7.4] 軟X線レーザー光によるインラインホログラフィー [7]

(i) ガボア型ホログラムの作成と再生

図 7.13 に、インラインホログラフィーの実験配置を示す。ネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの 19.6 nm 線を、湾曲ターゲットと多層膜反射鏡を用いて複光路増幅した。軟X線レーザー光は、ビームライン中に置いた凹面多層膜反射鏡 (19.6 nm 用；曲率半径 4 m) により、試料および検出器位置で集光した。凹面反射鏡の焦点距離が長い (5.1 m) ために結像の F 数は 100 以上であるので、軟X線レーザー光は平面波に近い状態で試料および検出器に照射した。試料と PMMA の距離は、約 1 mm であった。検出器は、フォトレジスト (PMMA) であった。PMMA は可視光には感度がないので、特にフィルターは使用しなかった。試料は、電子顕微鏡のテストメッシュ (Δ マーク) であった。露光した PMMA を現像した後、原子間力顕微鏡 AFM (Atomic Force Microscope) により深さの情報を取得した。コンピューター上でのホログラムから像への再生は東工大により行なわれた。

図 7.14 に、得られたホログラムと再生結果を示す。再生結果から得られたホログラムが再生可能なものであったことを示している。

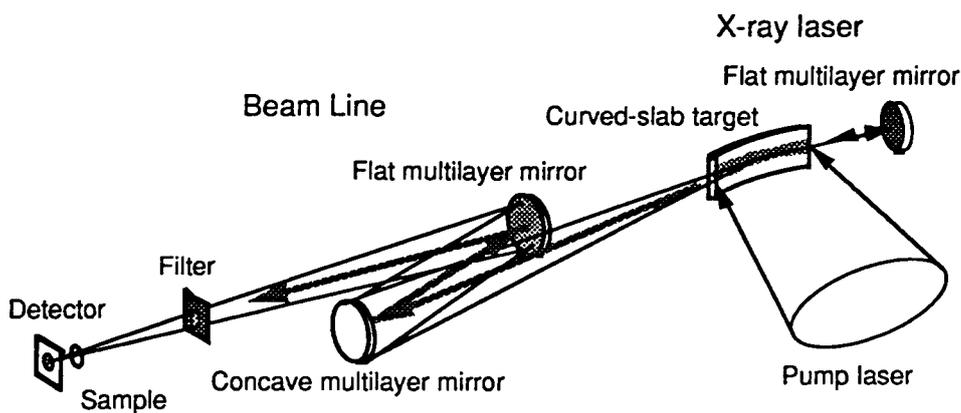


図 7.13 コヒーレント軟X線レーザーによるインラインホログラムの作成 (IP-05-GXII)

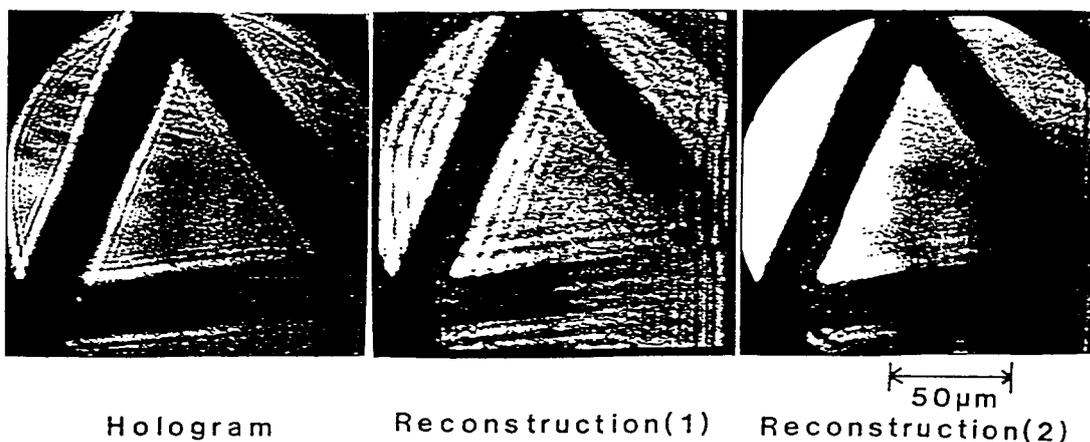


図 7.14 実験によって得られた (左) ホログラムおよび (右) 再生像：(中) は再生途中のもの (IP-05-GXII)

(ii) 23.2/23.6 nm 線のコヒーレンス領域の計測

単光路増幅光を、波長 23.2 nm / 23.6 nm 用の多層膜反射鏡を使用して PMMA に照射した。PMMA の手前約 1 mm の位置に、直径 10 μm のワイヤーを試料として置いた。この配置で、PMMA 上に 2 波長 23.2 nm / 23.6 nm 線によるワイヤーからのインラインガボア型ホログラムを露光した。2 波長による効果は、10 番目までの干渉縞では問題とならない。

図 7.15 (a) に、露光された PMMA を現像し、AFM により得られたフレネル干渉縞に対応する深さ分布を示す。PMMA 上に得られた干渉縞は、波長 23.2 nm / 23.6 nm の軟X線レーザーの出力端のコヒーレント領域に対応している。第 1 極大と第 2 極大の距離から、試料 (W ワイヤー) と検出器 (PMMA) の距離を正確に求めたところ、距離を 650 μm として計算したフレネル干渉縞 (図 2.15 (b)) とよく対応した (付録 B 参照)。図 7.15 (a) から鉛直方向、水平方向にそれぞれ約 13 μm、約 9 μm まで干渉縞を確認した。結像系の倍率 (約 1.5 倍) を考慮して、出力端における可干渉距離は、鉛直および水平方向にそれぞれ約 9 μm、約 6 μm であった。この可干渉距離は軟X線レーザー光の出力端におけるコヒーレントな領域の大きさ数 μm (図 7.12 または表 7.2 参照) とよく対応した。

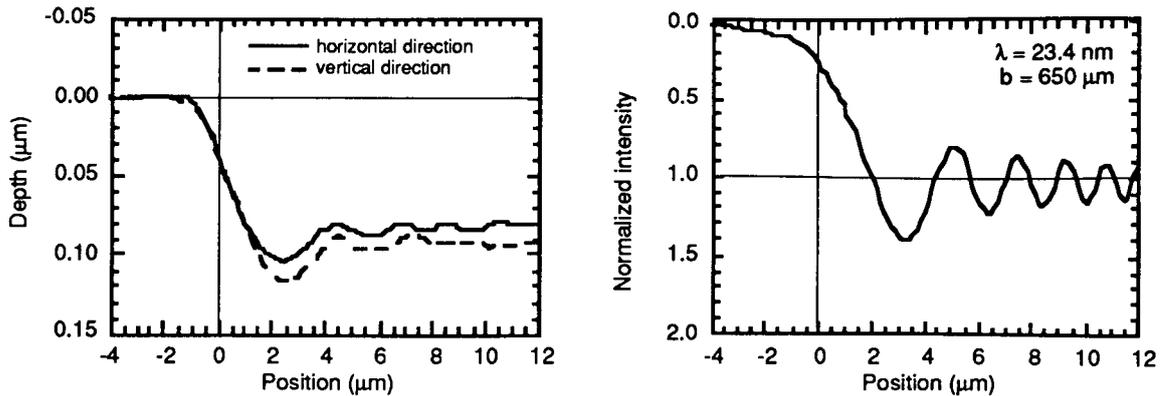


図 7.15 (左) ホログラムに記録された深さ分布 (IP-05-GXII) と (右) 対応するフレネル干渉縞の計算結果

[7.5] まとめ

この章では、ピンホールアレイまたはスリットアレイを使用して軟X線レーザー光の空間コヒーレンスの評価を行なった。

まず、平板ターゲットにおいて、軟X線レーザー光が、半値全幅 $130 \mu\text{m}$ のガウス型強度分布をもつインコヒーレント光源に近いことを示した。さらに、ガウス型インコヒーレント光源からの自然放射光増幅を考慮して、軟X線レーザー光をガウス型強度分布を有する準均質光源 (quasi-homogeneous source) と仮定して実験結果を解析した。その結果、第6章において得られた約 1 mrad のビーム発散角をもつ軟X線レーザー光は、出力端に形成されるコヒーレント領域と関係していたと考えられる。

インラインホログラフィーでは、フォトレジスト (PMMA) 上に出力端のコヒーレント領域の大きさに相当するフレネル干渉縞を観測した。複光路増幅により、再生可能なホログラムの取得に成功した。

参考文献

- [1] 加藤義章, 山中正宣, 大道博行, 白神宏之, 東博純, 村井健介, 三浦永祐, 中井貞雄, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill and D.Neely, 応用物理 **60** (1991) 915.
- [2] M.Born and E.Wolf, *Principle of Optics*, 6th ed., Chap.10 (Pergamon Press, Oxford, 1980).
- [3] A.S.Marathay, *Elements of Optical Coherence Theory*, Chap.5 (John Wiley, New York, 1982).
- [4] J.E.Trebes, K.A.Nugent, S.Mrowka, R.A.London, T.W.Barbee, M.R.Carter, J.A.Koch, B.J.MacGowan, D.L.Matthews, L.B.DaSilva, G.F.Stone, and M.D.Feit, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 588.
- [5] E.Collet and E.Wolf, Opt. Comm. **32** (1980) 27.
- [6] K.Murai, R.Kodama, Y.Kato, H.Daido, G.Yuan, M.Schulz, M.Yamanaka, S.Nakai, M.Niibe, Y.Fukuda, D.Neely, A.MacPhee and C.L.S.Lewis, 22nd European Conf. Laser Interaction with Material. (10-14 May 1993, Paris, France)
- [7] M.S.Schulz, H.Daido, K.Murai, Y.Kato, R.Kodama, G.Yuan, S.Nakai, K.Shinohara, I.Kodama, T.Honda, H.Iwasaki, T.Yoshinobu, D.Neely and G.Slark, OSA Shortwavelength V: Physics with Intense Laser Pulses (29-31 March 1993, San Diego, USA), in press.

第8章：多層膜偏光反射鏡を使用した複光路増幅

偏光した軟X線レーザー光を用いれば、プラズマ中の非等方性の研究などが可能となる。多層膜反射鏡は、特定の入射角で使用したときには偏光素子として働く。

この章では、多層膜反射鏡の偏光素子としての性能について述べる。ここでは、湾曲ターゲットに偏光反射鏡と垂直入射の多層膜反射鏡を組み合わせ、偏光成分の複光路増幅を測定した。その結果、時間分解計測により時間的に分離した2つのピークを得た。第2ピークは偏光成分の増幅部分である。また、ファラデー効果による偏光面の回転は無視できる程小さいと見積もられた。結果として、軟X線レーザー光の偏光動作が可能であることが明らかになった。

目次

[8.1] はじめに	93
[8.2] 実験および実験結果	93
[8.3] 考察	96
[8.4] まとめ	98
参考文献	

[8.1] はじめに

電子衝突型軟X線レーザー光は、すでに単ショットにおいてホログラフィー [1,2]、顕微鏡 [3]、モアレ干渉計 [4]などに使用されている。また、ナノリソグラフィ、光励起分光および非線形光学への応用も検討されている [5]。偏光した軟X線レーザー光を用いれば、プラズマ中の非等方性の研究などが可能となる。

レーザー生成プラズマ中で自然放射光増幅した通常の軟X線レーザーは偏光していないと考えられる。偏光した軟X線レーザー光は、偏光していないビームから偏光素子を使用して偏光した成分のみを選択することによって得られる。または、軟X線レーザーの複光路増幅中に偏光素子を置くことによって得られる。後者は、偏光成分のみを増幅するので、軟X線レーザー光が飽和領域に達するときに優れている。もし磁場および電場によりプラズマが光学的非等方となると、増幅中に偏光面が回転して完全に無偏光化することが予想される。

[8.2] 実験および実験結果

X線光学素子の発達によって、最近では軟X線領域の特定波長において高反射率（数10%）をもつ多層膜反射鏡を作成することが可能である [6,7]。多層膜反射鏡は、特定の入射角で使用したときには偏光素子として働く。

図8.1に、ターゲットおよび複光路増幅の構造を示す。ここでは、第6章において19.6 nm線の複光路増幅を行なった湾曲ターゲットと、偏光反射鏡と直入射の多層膜反射鏡を組み合わせて、複光路増幅光学系を構成し、偏光成分の複光路増幅を測定した。湾曲ターゲットは、長さ40 mm、曲げ角15 mrad（曲率半径2.7 m）であった。複光路増幅光学系（half cavity）は、開口（aperture）と偏光反射鏡と反射鏡により構成した。直径2 mmの開口は、粒子やX線から反射鏡を保護する。偏光反射鏡を図のように鉛直に置くと、鉛直方向の電場成分をもつ偏光成分が選択的に反射する。開口の方向に放射した軟X線レーザー光は偏光反射鏡を経由して反射鏡に到達する。反射鏡で反射された軟X線レーザー光は偏光反射鏡を経て利得領域に再入射し、複光路増幅する。ターゲットの端と偏光反射鏡、偏光反射鏡と反射鏡の間の距離はそれぞれ40 mm、15 mmであった。軟X線レーザー光の全光路差は150 mmで、これにより単光路成分（single-pass component）に対して複光路増幅成分（double-pass component）が0.5 nsの時間遅れを生じる。偏光反射鏡への入射角は $38 \pm 1^\circ$ であった。反射鏡は結合効率を最大にするように入射角 8 ± 1 mradで調整されている。

激光XII号レーザーの照射条件や計測器の配置は、第6章の実験と同じである。

表5.3に、実験で使用した反射鏡の反射率およびターゲット構造の詳細を示す。直入射の多層膜反射鏡と多層膜偏光反射鏡はマグネトロンスパッタリングにより製作したMo/Si多層膜であり、層数は15.5層（Mo-16層、Si-15層）であった。波長19.6 nmにおいて最上層（Mo層）のブリュースター角（Brewster angle） 38° では、偏光反射鏡のP偏光反射率が最小になる。このときS偏光反射率が最大になるように設計されている（図8.2参照）。偏光反射鏡と反射鏡は岡崎分子科学研究所のシンクロトン放射光施設（UV-SOR）の偏光軟X線を使用して波長域15～30 nmにおいて校正した。測定した反射鏡と偏光反射鏡の反射率は、それぞれ0.1と0.25であった。複光路光学系は、S偏光に対する総反射率が 6.3×10^3 であり、P偏光の消光比が100以上であった。また、他のレーザー線に対する反射率は0.01%以下であった。

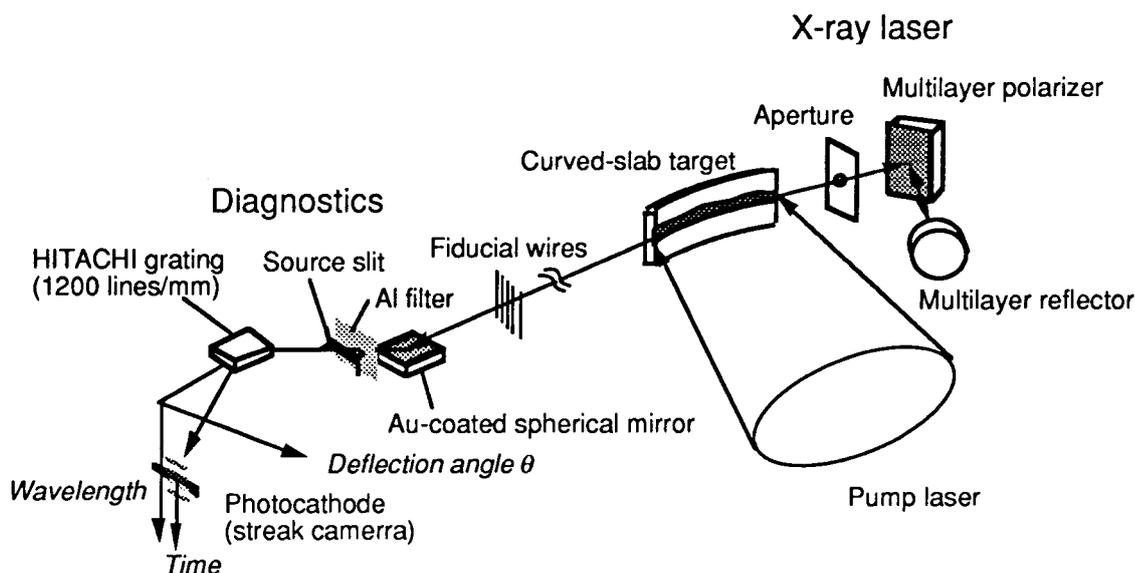


図 8.1 偏光反射鏡を使用した複光路増幅の実験図 (IP-05-GXII)

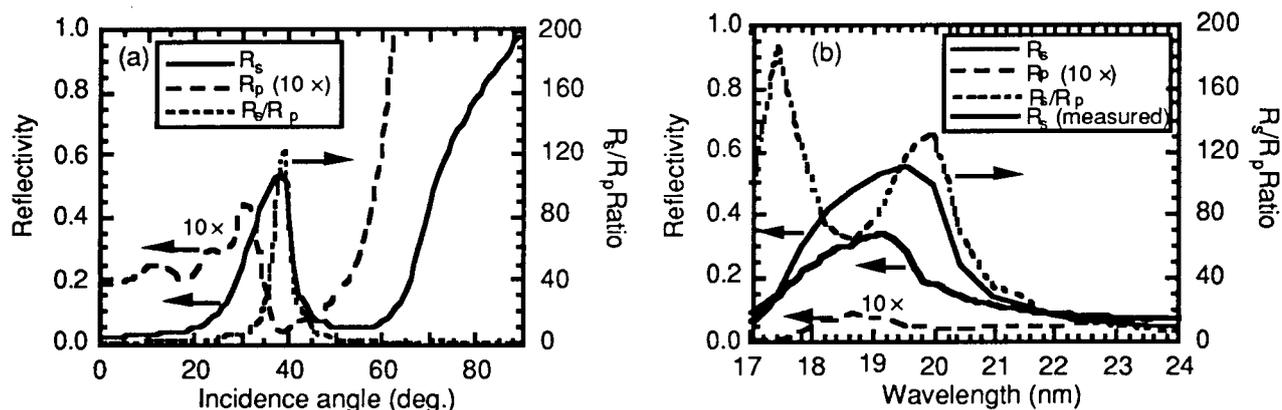


図 8.2 偏光多層膜反射鏡の反射率：(a) 入射角依存性および (b) 波長依存性

表 8.1 偏光反射鏡を使用したターゲット構造と多層膜反射鏡の詳細 (IP-05-GXII)

ターゲット	ターゲット長さ 湾曲角 (ターゲット両端) ターゲット・反射鏡間距離	40 mm 15 mrad/40 mm 55 mm
多層膜反射鏡	Mo/Si多層膜 (dMo, dSi) 反射率 バンド幅	21層 (28.8 Å, 73.9 Å) 0.1 (19.6 nm) 2 nm
多層膜偏光反射鏡	Mo/Si多層膜 (dMo, dSi) 入射角 S偏光反射率 バンド幅 消光比 (P偏光：S偏光)	21層 (39.4Å, 95.3Å) 38° 0.25 (19.6nm) 2 nm 1：100以上

図 8.3 は、測定した軟 X 線レーザー光 (19.6 nm 線) の時間分解角度分布である。図 8.4 に、図 8.3 の結果を角度積分した時間波形 (実線) を複光路増幅しない場合 (破線) と対比した。図においてピーク 1 は単光路増幅成分 (自然放射光増幅)、ピーク 2 は複光路増幅成分に相当する。ピーク 2 のピーク 1 に対する遅れ (0.5 ns) は、光路差 (150 mm) によく一致した。波形の相似から反射鏡にダメージの兆候は観測されなかった。複光路増幅成分は、単光路増幅成分と比べて一様な角度分布をもっていたので、利得領域と反射光の結合が完全でなかったと考えられる。ピーク 2 は、偏光反射鏡により偏光している成分を含んでいると考えられる。

表 8.2 に得られた複光路増幅光の特性を示す。ピーク 2 に含まれる複光路成分は、単光路成分の 56% であった。成分が偏光していないと仮定すると、複光路による増幅率は約 190 倍であったと見積もれる。この増幅は利得長積 5.4、利得係数 1.3 cm^{-1} であったことに相当する。この利得係数は 19.6 nm 線の発光ピークの利得係数の半分であり、レーザーピーク付近の利得係数 1.7 cm^{-1} より小さかった。これは、複光路増幅の結合効率を 0.2 と考えるとよく一致する。

また、複光路成分の強度は多層膜反射鏡の反射率を向上することによって改善できると考えられる。

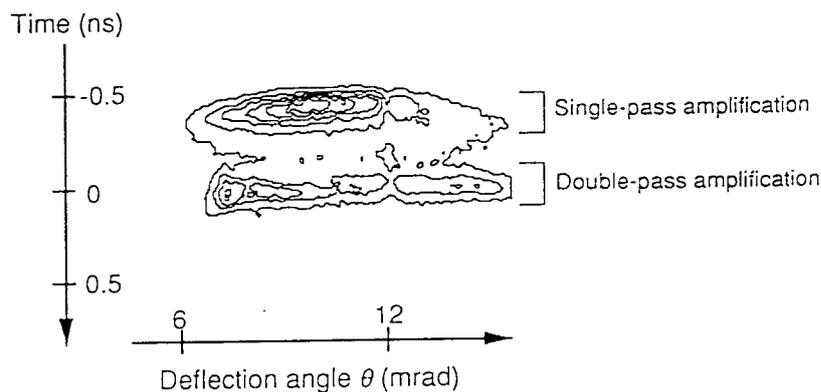


図 8.3 偏光反射鏡を使用した複光路増幅の時間分解角度分布 (IP-05-GXII)

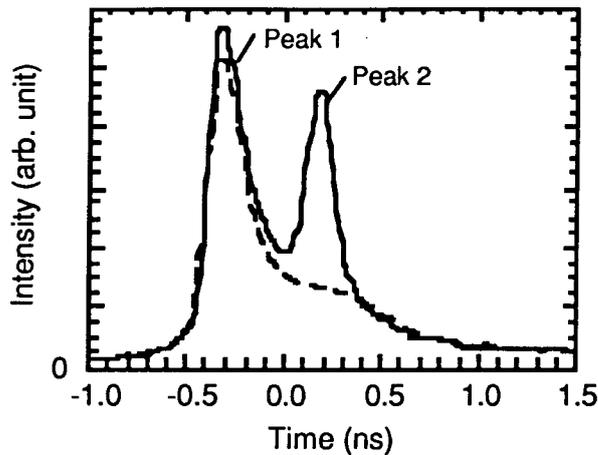


図 8.4 偏光反射鏡による複光路増幅の時間波形（波長 19.6 nm）：2番目のピークは複光路成分である。（IP-05-GXII）

表 8.2 偏光複光路増幅光の特性（IP-05-GXII）

ピーク 2 に含まれる複光路成分の ピーク 1 に対する強度比	0.59	
増幅率	190 倍	$0.59/(0.5 \times 0.25 \times 0.1 \times 0.25)$
利得長積	5.2	$\ln(190)$
利得係数	1.3 cm^{-1}	$5.2/4$
ピーク 2 に含まれる複光路成分	0.72	

[8.3] 考察

レーザー生成プラズマからの発光は、電子の衝突時間が加熱時間よりも短い場合は通常は偏光していないと考えられる。しかし、もし電子の流れに方向性があれば、発光が部分的に偏光する可能性がある [8]。プラズマ中の磁場に起因するファラデー効果 (Faraday effect) は、レーザー生成プラズマ中の光の伝播に重要な役割を果たす。利得媒質中を伝播する過程で、ファラデー効果により軟 X 線レーザー光の偏光面が回転する。プラズマ各部の磁場が一樣でないため、生じる出力端における偏光面の回転は一樣でないと考えられる。このため、偏光面の回転が無視できない場合、軟 X 線レーザー光は無偏光化する。

また一方で、レーザー生成プラズマ中のファラデー効果は磁場の測定に使用されてきた。レーザー生成プラズマにおける磁場は、密度勾配と温度勾配により通常はプラズマの外側で生成され、プラズマ中の磁場は表皮効果のため小さくなる。波長 $1 \mu\text{m}$ のレーザーを照射強度 10^{13} W/cm^2 で照射して生成された最大の磁場はメガガウス ($\text{MG} = 100 \text{ T}$) のオーダーであると報告されている [9]。また、プラズマ中 (集光幅内) の磁場は、最大値の 10 分の 1 以下か検出不能であることが報告されている [10]。したがって、利得領域の磁束

密度は、10 T 以下であると考えられる。

軟X線レーザー光の偏光面の回転は、線状プラズマに並行な磁場に関係する。ファラデー効果による偏光面の回転角度 α (rad) は、以下の式で与えられる [11]。

$$\alpha = \frac{e}{2m_e c} \int \frac{n_e}{n_c (1 - n_e / n_c)^{0.5}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \quad (8-1)$$

ここで、 e は電子の電荷、 m_e 電子の質量、 c は光速、 n_e は電子密度、 n_c ($2.6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$) は波長 19.6 nm に対する臨界強度 (critical density)、 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{l} は伝播方向の単位ベクトルである。表 8.3 にこの計算結果を示す。最大 $B = 10$ (T) が長さ 40 mm のターゲットにかかり、利得領域が $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 以下の電子密度領域とすると、偏光面の総回転角は 1.3° より小さい。この回転角は、軟X線レーザー光の複光路成分の無偏光化には問題とならない。

SIDE VIEW

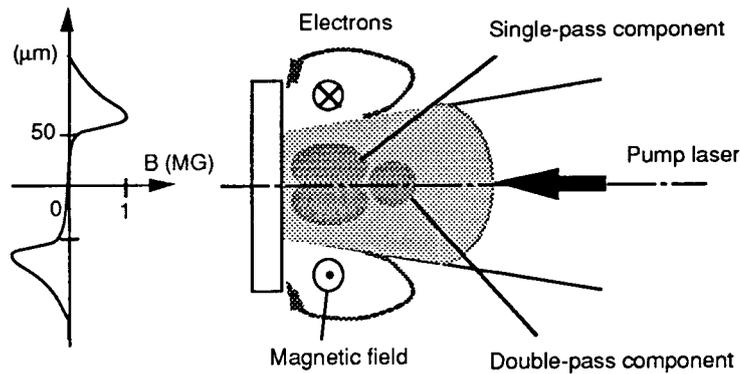


図 8.5 レーザー生成プラズマと磁場の関係

表 8.3 ファラデー効果による偏光面の回転 (IP-05-GXII)

磁束密度 B	< 0.1 [MG] = 10 [T]	
伝播長さ l	4×10^{-2} [m]	
利得領域の電子密度 n_e	$< 5 \times 10^{20}$ [cm^{-3}]	
軟X線レーザー光 (波長 19.6 nm) に対する臨界電子密度 n_c	2.6×10^{24} [cm^{-3}]	$\lambda = 19.6$ [nm]
偏光面の回転角 α	< 0.023 [rad] (1.3°)	

[8.4] まとめ

この章では、多層膜構造の軟X線偏光反射鏡を複光路増幅光学系中に置くことにより、偏光した軟X線レーザー光の複光路増幅について述べた。複光路増幅光の偏光面の回転角は 1.3° より小さいので、ファラデー効果による複光路成分の無偏光化はないと考えられる。生成した軟X線レーザー光の偏光を測っていないが、この結果はX線レーザーの偏光を制御した初めての報告である。結果として、軟X線レーザー光の偏光動作が可能であることが明らかになった。

今後、偏光した軟X線レーザー光によるプラズマ中の非等方性の研究が期待される。

参考文献

- [1] J.E.Trebes, S.B.Brown, E.M.Campbell, D.L.Matthews, D.G.Nilson, G.F.Stone, D.A.Whelan, *Science* **238** (1987) 517.
- [2] M.S.Schulz, H.Daido, K.Murai, Y.Kato, R.Kodama, G.Yuan, S.Nakai, K.Shinohara, I.Kodama, T.Honda, H.Iwasaki, T.Yoshinobu, D.Neely, G.Slark, Proc. OSA Topical Meeting, *Short Wavelength V: Physics with Intense Laser Pulses*, in press.
- [3] S.Suckewer and C.H.Skinner, *Science* **247** (1990) 1553.
- [4] L.B.DaSilva, J.A.Koch, D.Lehr, B.J.MacGowan, D.L.Matthews, Proc. SPIE **2012** (1993).
- [5] For example, *Application of X-ray Lasers*, ed. R.London, D.Matthews and S.Suckewer, sponsored by DOE (1992).
- [6] T.Namioka, *Revue Phys. Appl.* **23** (1988) 1711.
- [7] M.Tsukamoto, M.Niibe, Y.Watanabe, A.Miyake, T.Iizuka, Y.Fukuda, Y.Kato, H.Shiraga, H.Daido, K.Murai, C.L.S.Lewis, D.Neely, D.M.O'Neill, Proc. SPIE **1720** (1992) 226.
- [8] J.C.Kieffer, J.P.Matte, H.Pepin, M.Character, Y.Beaudoin, and T.W.Johnson, C.Y.Chen, S.Coe, G.Mourou, and J.Dubau, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 480.
- [9] O.Willi, P.T.Rumsby, and C.Duncan, *Opt. Commum.* **37** (1981) 40.
- [10] A.Raven, O.Willi, and P.T.Rumsby, *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 554.
- [11] I.H.Huchinson, *Principles of plasma diagnostics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1990) 118.

第9章：短パルスダブルパルス照射によるJ=0-1 遷移線の選択発振

照射エネルギーが小さく、変換効率の高い軟X線レーザーは実用化に重要な意義をもつ。第5章および第6章では、19.6 nm 線の利得形成には照射レーザーの後半部が使用されていないことが明らかになっている。

この章では、19.6 nm 線の高効率発振を目的とした短パルスダブルパルス照射実験について検討した。その結果、J=0-1 遷移のみ（19.6 nm 線）を選択的に増幅し、100 ps 以下の短パルス軟X線レーザー光の発生に成功した。結果として、軟X線レーザー光の変換効率が約50倍向上した。また、実験結果は、利得領域の電子密度勾配が緩和されることを示した。

以上の結果より、プラズマ中の利得発生を照射レーザーにより制御できることが明らかになった。

目次

[9.1] はじめに	100
[9.2] 実験および実験結果	100
(i) 時間積分スペクトル	
(ii) 時間波形	
(iii) パルス比依存性	
(iv) 曲げ角依存性	
(v) ターゲット長さ依存性	
[9.3] 考察	104
[9.4] まとめ	106
参考文献	

[9.1] はじめに

第5章から第8章までは、パルス幅 1 ns の照射レーザーによる実験について述べてきた。19.6 nm 線は多層膜反射鏡により容易に単色化できるので、単色化が困難な 23.2 nm 線および 23.6 nm 線と比較して工学的に重要である。第5章および第6章に示したように、19.6 nm 線は照射レーザーピークより約 0.5 ns 前にピークをもち、照射レーザーピークでは強度が弱くなる。19.6 nm 線の増幅には長パルス照射の後半が有効に使用されていないので、短パルスレーザー照射により効率の向上が期待できる。また、短パルスをダブルパルスにすることにより、プラズマ生成と励起を分離できるので、照射条件の最適化が可能である。この様子を図 9.1 に示す。図には、従来の単パルス照射において一義的に決まっていた利得の発生に代って、ダブルパルスの第2パルスのピーク付近で19.6 nm 線の利得を生じるプラズマ条件（電子密度 $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 0.6 keV）の生成が模式的に表されている。このように、複数個のレーザーパルスを用いてプラズマを生成し、X線発生を制御する実験は行なわれている [1,2]。

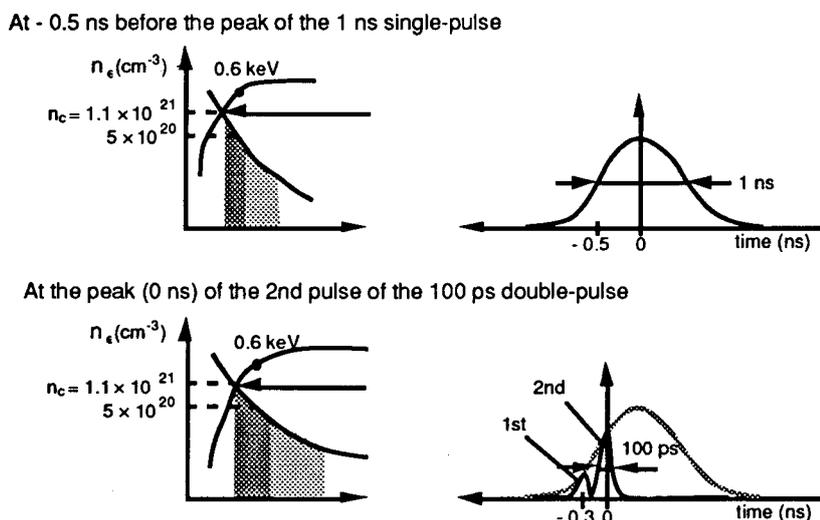


図 9.1 短パルスダブルパルス照射のコンセプト (IQ-02-GXII)

[9.2] 実験および実験結果

先述のように、実験に使用した照射レーザー光は、パルス幅 1 ns 単パルスの代わりにパルス幅 100 ps のダブルパルスを使用した。パルス幅 1 ns の立上り部を模擬するために、2つの 100 ps パルスは 300 ps だけ分離した。実験では、第2パルスのエネルギーを固定して第1パルスのエネルギーを変化したり、曲げ角に対する軟X線レーザー光の強度の依存性を測定した。第2パルスの照射エネルギーは、ターゲット上で約 200 J（総合エネルギーの最大値はターゲット上で約 360 J）であった。照射エネルギーは小さくなったが、パルス幅が短くなったので照射強度は約 2 倍（約 $3.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ）であった。

照射光学系や計測系は、第6章と同じであった。

(i) 時間積分スペクトル

図 9.2 に、1 ns パルス照射と 100 ps ダブルパルス照射の時間積分スペクトルを示す。1 ns 照射の場合と比較して、100 ps ダブルパルス照射では 19.6 nm 線が特に強くなった。また、100 ps ダブルパルス照射では 19.6 nm 線 (J=0-1 遷移) が 23.2 nm 線や 23.6 nm 線 (J=2-1 遷移) よりも強かった。これは、19.6 nm 線の利得を生じる条件を達成したことを表している。

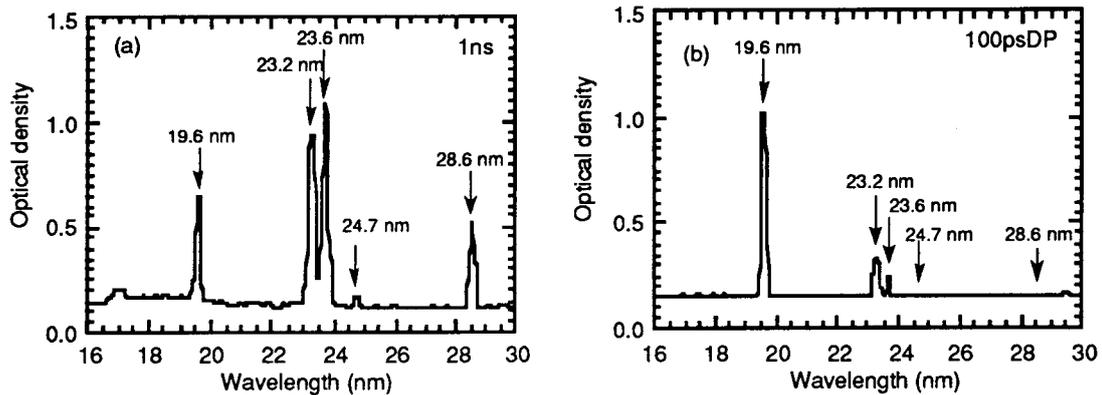


図 9.2 (a) 1 ns パルス照射と (b) 100 ps ダブルパルス照射による時間積分スペクトル (IQ-02-GXII)

(ii) 時間波形

図 9.3 に、100 ps ダブルパルスによる各レーザー線の時間波形を示す。照射レーザー光 (一点鎖線) は、第 2 パルスのピークを基準時刻として示した。3 本のレーザー線は、いずれも第 1 パルスでは発光せず、第 2 パルスで発光した。また、19.6 nm 線 (実線) の発光ピークは、第 2 パルスの立上りであり、23.2 nm 線 (破線) や 23.6 nm 線 (点線) に比べて若干早く発光した。この発光時刻の違いは、1 ns 照射の際と同様にプラズマの温度の違いによる J=0-1 遷移と J=2-1 遷移の利得発生に対応していると考えられる。

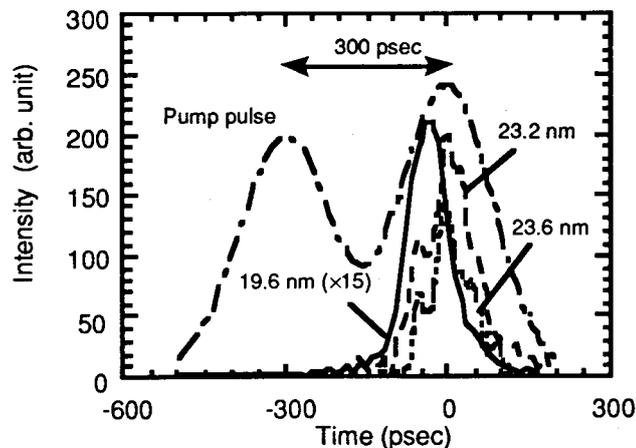


図 9.3 照射レーザー光とレーザー線の時間波形 (IQ-02-GXII) : 照射レーザー光 (一点鎖線)、19.6 nm 線 (実線)、23.2 nm 線 (破線) および 23.6 nm 線 (点線)

(iii) パルス比依存性

図9.4に、第2パルスのエネルギーを固定して、第2パルスに対する第1パルスのエネルギー比 (I_1/I_2) を変化させたときの各レーザー線のピーク強度を示す。同じ図には、パルス幅1 nsの照射レーザーの強度を、 $I_1/I_2 = 0$ に示している。エネルギー比の増加とともにレーザー線のピーク強度は増加した。エネルギー比 (I_1/I_2) 0.9のとき19.6 nm線のピーク強度は、1 ns照射の場合と比較して約15倍となった。照射エネルギーが約3分の1 (1.1 kJ から 360 J) になっていたため、変換効率は約50倍になったことに相当する。また、図9.4に示すように、J=0-1遷移とJ=2-1遷移ではエネルギー比の増加(第1パルスのエネルギーの増加)に対するピーク強度の増加の割合が違っていた。これは、エネルギー比の増加とともに、プラズマの温度が上昇した結果プラズマ中のフッ素様イオンが増加したためと考えられる。

また、パルス幅1 nsの場合、J=2-1遷移のうち23.6 nm線が23.2 nm線より強いが、100 psダブルパルスの場合23.2 nm線が23.6 nm線より強かった。実験では、24.7 nm線 (J=1-1遷移) は観測できなかった。

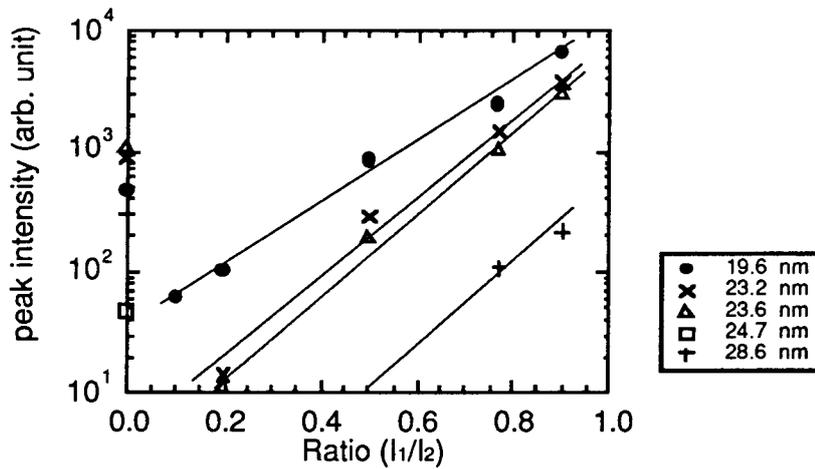


図9.4 照射ダブルパルスのパルス比とレーザー線の強度の関係 (IQ-02-GXII)

(iv) 曲げ角依存性

図9.5に、曲げ角に対するピーク強度の変化を示す。全てのレーザー線に対して、曲げ角の最適値は、長さ4 cmのターゲットで約17 mradであった。この湾曲(4 mcに対して17 mrad)の曲率半径は、約2.4 mに相当する。曲率半径の最適値から得られる利得領域の電子密度勾配は、 $2.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-1}$ である。

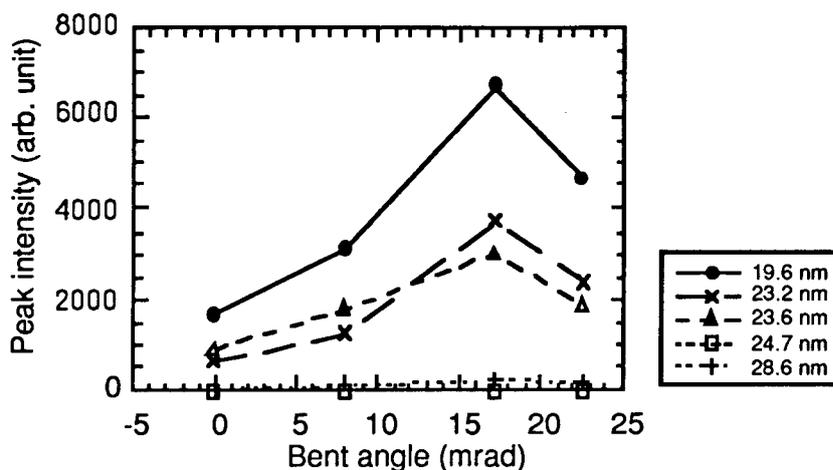


図 9.5 長さ 4 cm のターゲット曲げ角とレーザー線強度の関係 (IQ-02-GXII)

(v) ターゲット長さ依存性

図 9.6 に、ターゲット長さに対する 19.6 nm 線のピーク強度の変化を示す。ターゲット長さ 3 cm までは、長さの変化とともに指数関数的な増加を示したが、ターゲット長さ 3 cm から 4 cm では強度は増加しなかった。19.6 nm 線の発光時間は約 100 ps であった。この時間は、ターゲット（長さ 2 ~ 4 cm）を軟 X 線レーザー光が伝播する時間（70 ~ 130 ps）に近い。パルス幅の比較から軟 X 線レーザー光は、発生した利得を完全に利用していなかったと考えられる。また、このような状態ではプラズマ中に発生した利得係数を増幅率から求めることは難しい。ターゲット長さ 2 ~ 3 cm におけるピーク強度より求めた強度の増加率（平均の利得係数）は、約 2.1 cm^{-1} であった。利得係数の評価には、進行波励起による実験が必要である。

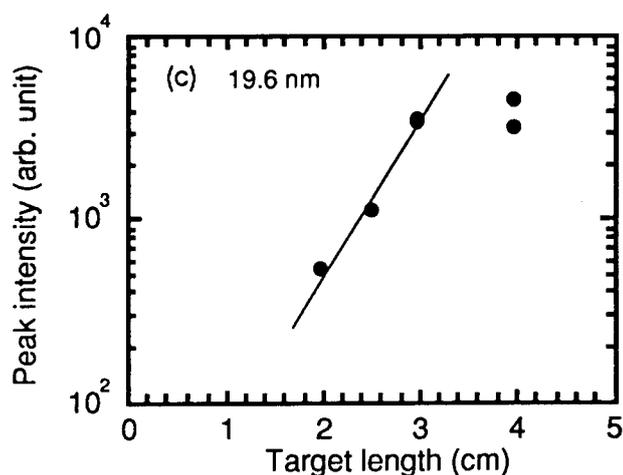


図 9.6 ターゲット長さと 19.6 nm 線のピーク強度の関係 (IQ-02-GXII)

[9.3] 考察

表9.1に、実験により得られた曲げ角依存性から予想されるプラズマ条件を示す。利得領域の電子密度勾配は、曲げ角の最適値から見積もった。

表9.2に、第5章から第8章の実験において得られた各レーザー線のターゲット構造依存性を示す。相対パワー (relative power) は、ストリークカメラによって得られた19.6 nm線または23.6 nm線の時間ピーク値を、平板 (single-slab) ターゲットの19.6 nm線を基準に求められている。また、相対エネルギー (relative energy) を、鉛直面内のビーム発散角が一定であるとして水平面内のビーム発散角 (divergence) と発光パルス幅 (duration) を用いて、相対パワーから算出した。例えば、平板ターゲットの23.6 nm線の相対パワーは13で、パルス幅0.7 nsと発散角9 mradより相対エネルギーは23 (=13/0.7/9×0.4×9) と算出される。

表9.3に、ターゲット構造と照射レーザーの工夫による19.6 nm線の相対エネルギーと変換効率を示す。変換効率は、ターゲット上に照射した照射レーザーのエネルギーに対する相対エネルギー (表9.2参照) の比により求めた。これらの値は、表9.2と同様に平板ターゲットの値を基準に算出した。

結果として、100 ps ダブルパルス照射と湾曲ターゲットを使用することにより、1 ns パルス照射の平板ターゲット (長さ40 mm) の場合に比べて19.6 nm線の変換効率は53 (=13/180×730) 倍向上したことになる。

表9.1 1 ns パルス照射と100 ps ダブルパルス照射の比較 (IQ-02-GXII)

Scheme	Transition	Wavelength	Pump laser (Irradiance) Focus size	Gain region			
				Gain coefficient (Spatial width)	Electron density (Density gradient)	Electron temperature	Radius of curvature
電子衝突型 (Collision)	Ne-like Ge (Z=32) 3p-3s	19.6 nm (J=0-1)	1.06 μm, 100 ps-double pulse (DP) with 300 ps-separation, 360 J (3.3 × 10 ¹³ W/cm ²) 60 mm × 100 μm	2.1 cm ⁻¹ (200 μm)	5 × 10 ²⁰ cm ⁻³ (2.4 × 10 ²² cm ⁻⁴)	0.6 keV	2.4 m

The irradiance 3.3 × 10¹³ W/cm² is for the 2nd pulse of the double-pulse.

The gain coefficient 2.1 cm⁻¹ is determined from enhancement without traveling wave excitation.

The spatial width of the gain region 200 μm is an approximate value. (between 120 μm and 230 μm)

The electron temperature 0.6 keV is approximate temperature for the gain of the 19.6 nm, J = 0-1 transition.

The radius 2.4 m and the gradient 2.4 × 10²² cm⁻⁴ are estimated with the optimal bent angle 17 mrad.

表 9.2 レーザー線のターゲット構造依存性。(IM-07-GXII, IP-05-GXII, IQ-02-GXII)

Target (length)	Laser condition (pulse, energy/length)	Relative power		Relative energy (duration, divergence)	
		19.6nm (J=0-1)	23.6nm (J=2-1)	19.6nm (J=0-1)	23.6nm (J=2-1)
Single-slab (40mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	1	13	1 (0.4ns, 9mrad)	23 (0.7ns, 9mrad)
Exploding-foil (40mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	0.19	10	0.21 (0.4ns, 10mrad)	8.0 (0.3ns, 10mrad)
Double-slab (52mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	16	41	11 (0.6ns, 4mrad)	32 (0.7ns, 4mrad)
Curved-slab (40mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	10	18	2.8 (0.2ns, 5mrad)	20 (0.8ns, 5mrad)
Curved-slab (40mm) with XRM	1ns, 1.1kJ/6cm	400	180	22 (0.2ns, 1mrad)	35 (0.7ns, 1mrad)
Curved-slab (30mm)	100ps double-pulse, 360J/6cm	150	54	13 (0.1ns, 3mrad)	4.5 (0.1ns, 3mrad)

表 9.3 19.6 nm 線の変換効率。(IM-07-GXII, IP-05-GXII, IQ-02-GXII)

Target (length)	Laser condition (pulse, energy/length)	Energy flux on target	Relative energy	Relative efficiency
Single-slab (40 mm)	1ns, 1.1 kJ / 6 cm	730 J	1	1
Curved-slab (40 mm)	1ns, 1.1 kJ / 6 cm	730 J	2.8	2.8
Curved-slab (40 mm) with XRM	1ns, 1.1 kJ / 6 cm	730 J	22	22
Curved-slab (30 mm)	100 ps double-pulse, 360 J / 6 cm	180 J	13	53

[9.4] まとめ

この章では、電子衝突型のネオン様ゲルマニウム軟X線レーザーの高効率化について研究した。

従来のパルス幅 1 ns 照射の代りに、パルス幅 100 ps のダブルパルス照射することにより、19.6 nm 線 (J=0-1 遷移) のみを選択的に発振させ、短パルスの単色軟X線レーザー光を得ることができた。軟X線レーザー光は、第1照射パルスでは発振せず、第2照射パルスにおいて発振した。また、曲げ角依存性からダブルパルス照射により利得領域の密度勾配が緩和したと考えられる。湾曲ターゲットの曲げ角の最適値として長さ 4cm のターゲットに対して 17 mrad (曲率半径 2.4 m) を得た。19.6 nm 線は、ダブルパルス照

射により照射レーザーエネルギーが従来（ターゲット長さ4 cm 上に約 750 J）の約 4 分の 1（ターゲット長さ3 cm 上に約 180 J）であるにも関わらず約 15 倍の出力を得たので、変換効率が約 50 倍に向上した。

以上の結果より、1 ns パルス励起により一義的に決定されていた利得の発生が照射レーザーにより制御できることが明らかになった。

参考文献

- [1] H.Hirose, T.Hara, K.Ando, F.Negishi, and Y.Aoyagi, Jpn. J. Appl. Phys.32 (1993) L1538.
- [2] S.Basu *et al.*: IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 1992 Annual Meeting, Nov.16-19, 1992, Boston post deadline paper.

第10章：軟X線レーザー光のエネルギー計測

軟X線レーザー光のエネルギーを測定することは、飽和強度および利得係数を検討する上で重要である。

この章では、放射光を用いて校正した軟X線フィルムを使用して、軟X線レーザー光のエネルギーを測定した。その結果、長さ 40 mm の平板ターゲットにおいて約 68 μJ (23.2/23.6 nm 線) を得た。測定したエネルギーから各ターゲット構造に対する出力エネルギー、パワーおよび強度の絶対値を算出した。その結果、第9章で検討した短パルスダブルパルス照射における 19.6 nm 線が、飽和強度の約 10 分の 1 を達成したことが明らかになった。

目次

[10.1] はじめに	108
[10.2] 実験および実験結果	108
(i) 放射光による軟X線フィルムの感度校正	
(ii) ビームプロファイルおよびエネルギー計測	
[10.3] 考察	109
[10.4] まとめ	112
参考文献	

[10.1] はじめに

軟X線レーザー光のエネルギーを測定することによって、効率の評価だけでなく、増幅特性について重要な情報が得られる。例えば、飽和強度および利得飽和などの評価が可能となる [1]。軟X線レーザー光のエネルギーの計測は、飽和強度に達したネオン様イットリウム (Y; Z=39) 軟X線レーザー光において、X線ダイオード (XRD) を用いて計測され、約 7 mJ の出力が報告されている [2]。本実験では、軟X線フィルム (ILFORD Q plate) を放射光を用いて校正し、軟X線レーザー光のエネルギーおよびビームプロファイルを評価した。

[10.2] 実験および実験結果

(i) 放射光による軟X線フィルムの感度校正

Q plate の感度校正は、分子化学研究所の UV-SOR 装置を用いて行なった。エネルギーを正確に評価するために、フィルターの反射率や多層膜ミラーの反射率も測定した。放射光を分光器で分光し、プロポーションナルカウンターで計測した光子数と現像した Q plate 上の黒化度 (optical density) との関係性を評価した。得られた感度曲線の式を、付録 A に記す。この値は、MPQ によって与えられている感度曲線を外挿した値と矛盾しない。

(ii) ビームプロファイルおよびエネルギー計測

図 10.1 に、軟X線レーザー光のエネルギーを測定した実験配置を示す。軟X線レーザー光は、ビームライン中に配置した多層膜ミラーとフィルターによって 23.2 nm 線と 23.6 nm 線のみが抽出され、検出器 (ILFORD Q plate) に露光した。検出器は、結像位置にないために記録した像は二次元的なビームパターンとなり、エネルギーだけでなくビームプロファイルの評価も同時に行なった。ビーム発散角の評価は、ビームライン中に置いたワイヤーにより生じたパターン (影) によって、水平方向 (10 mrad, 13 mrad) と鉛直方向 (0 mrad) を評価した。波長 20 nm 付近における Q plate の感度曲線は与えられていないので、以下に示す方法でシンクロトロン放射光を用いて軟X線レーザー光の波長での Q plate の感度曲線を求めた。

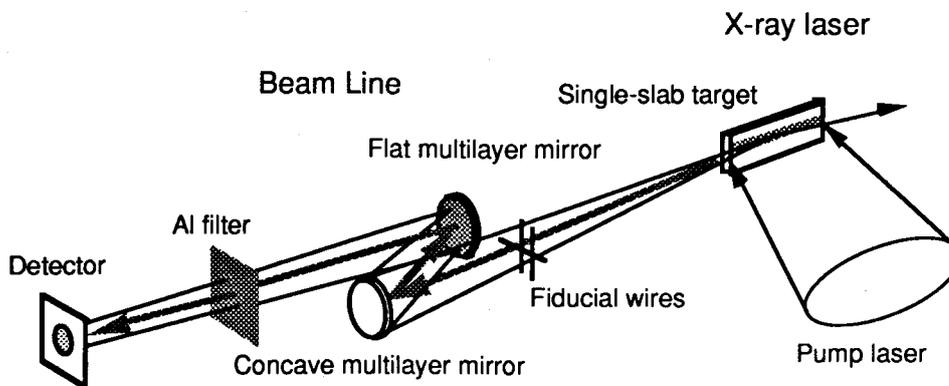


図 10.1 エネルギー測定の実験配置図 (IP-05-GXII)

実験に使用した2枚の多層膜ミラーは23.4 nm用で、バンド幅は約2 nmであった。このバンド幅のため、23.2 nm線と23.6 nm線の反射率は、波長23.4 nmにおける反射率とほぼ等しかった。波長23.4 nmに対する反射率の較正值は17.5%と35%であった。同じ波長(23.4 nm)に対するアルミフィルターの透過率の測定値は1.4%であった。多層膜ミラーとフィルターを組み合わせた波長23.4 nmに対する総合透過率は 8.58×10^{-4} であった。

軟X線レーザー光のビーム発散角は、水平方向に約8 mrad鉛直方向に約14 mradであった。鉛直方向の発散角が大きかった原因は、上下方向に密度勾配をもつプラズマ中を伝播したためであると考えられる。

[10.3] 考察

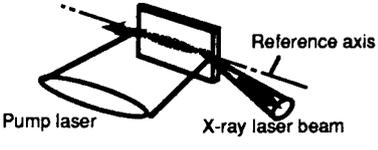
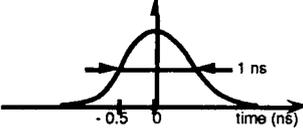
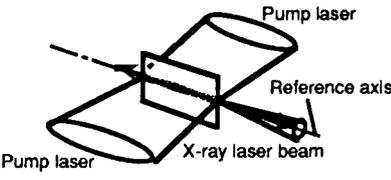
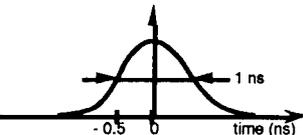
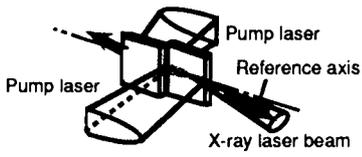
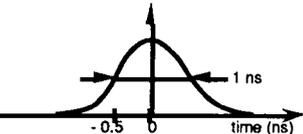
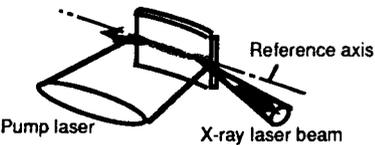
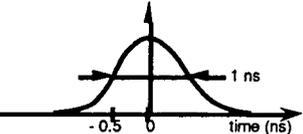
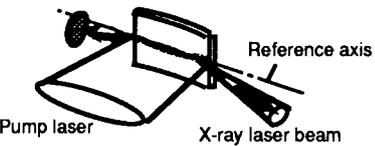
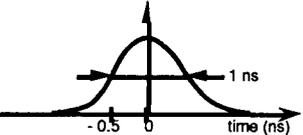
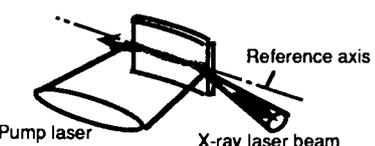
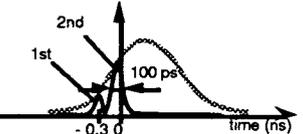
多層膜ミラーおよびフィルターの透過特性を考慮して見積もった23.2 nm線と23.6 nm線のエネルギーは、40 mm長さの平板ターゲットに対して約68 μJである。23.2 nm線と23.6 nm線の出力が同じであると仮定すると、23.6 nm線のエネルギーは約34 μJである。

表10.1に、軟X線レーザー光のエネルギーに基づいて計算した軟X線レーザー光のエネルギー、パワー、強度の絶対値を示す。発光サイズは100 μmを仮定した。100 psダブルパルス照射により得た19.6 nm線のエネルギーは約19 μJで、パワーは約560 kW、強度は約 5.6×10^9 W/cm²であったと見積もれる。この強度は、19.6 nm線の飽和強度(5.8×10^{10} W/cm²)の約10分の1である(付録C参照)。このとき、励起光源からのエネルギー変換効率は、 1×10^{-7} (= 19 μJ/180 J)であったことに相当する。また、鉛直方向のビーム発散角を10 mradと仮定すると、スペクトル輝度は約 2×10^{23} [photons/s·mm²·mrad²·(0.01% BW)]であったことになる。表10.1の内容を、表10.2および図10.2にわかりやすく図示している。

表10.1 19.6 nm線と23.6 nm線のエネルギー、パワー、強度の絶対値(IM-07-GXII, IP-05-GXII, IQ-02-GXII)

Target (length)	Laser condition (pulse, energy/length)	Energy [μJ]		Power [kW]		Intensity [W/cm ²]	
		19.6nm (J=0-1)	23.6nm (J=2-1)	19.6nm (J=0-1)	23.6nm (J=2-1)	19.6nm (J=0-1)	23.6nm (J=2-1)
Single-slab (40mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	1.5	34	3.7	49	3.7×10^7	4.9×10^8
Exploding-foil (40mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	0.3	12	0.71	37	7.1×10^6	3.7×10^8
Double-slab (52mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	16	47	60	150	6.0×10^8	1.5×10^9
Curved-slab (40mm)	1ns, 1.1kJ/6cm	4.1	30	37	67	3.7×10^8	6.7×10^8
Curved-slab (40mm) with XRM	1ns, 1.1kJ/6cm	33	52	1500	670	1.5×10^{10}	6.7×10^9
Curved-slab (30mm)	100ps double-pulse, 360J/6cm	19	6.7	560	200	5.6×10^9	2.0×10^9

表 10.2 比較に用いたターゲット構造および照射条件 (表 10.1 参照)

	Condition	Target configuration	Laser condition
○	Single-slab	 <p>Pump laser X-ray laser beam Reference axis 40 mm</p>	 <p>1 ns -0.5 0 time (ns)</p> <p>1 ns Gaussian single-pulse, 1.1 kJ/6 cm, 1.7×10^{13} W/cm²</p>
□	Exploding-foil	 <p>Pump laser X-ray laser beam Reference axis 40 mm</p>	 <p>1 ns -0.5 0 time (ns)</p> <p>1 ns Gaussian single-pulse, 1.1 kJ/6 cm, 1.7×10^{13} W/cm²</p>
△	Double-slab	 <p>Pump laser X-ray laser beam Reference axis 52 mm (=26 mm+26 mm)</p>	 <p>1 ns -0.5 0 time (ns)</p> <p>1 ns Gaussian single-pulse, 1.1 kJ/6 cm, 1.7×10^{13} W/cm²</p>
●	Curved-slab	 <p>Pump laser X-ray laser beam Reference axis 40 mm, 15 mrad</p>	 <p>1 ns -0.5 0 time (ns)</p> <p>1 ns Gaussian single-pulse, 1.1 kJ/6 cm, 1.7×10^{13} W/cm²</p>
■	Curved-slab with XRM	 <p>Pump laser X-ray laser beam Reference axis 40 mm, 15 mrad</p>	 <p>1 ns -0.5 0 time (ns)</p> <p>1 ns Gaussian single-pulse, 1.1 kJ/6 cm, 1.7×10^{13} W/cm²</p>
▲	Curved-slab 100psDP	 <p>Pump laser X-ray laser beam Reference axis 30 mm, 12 mrad</p>	 <p>2nd 1st 100 ps -0.3 0 time (ns)</p> <p>100 ps Gaussian double-pulse (300 ps separation), 360 J/6 cm, 3.3×10^{13} W/cm²</p>

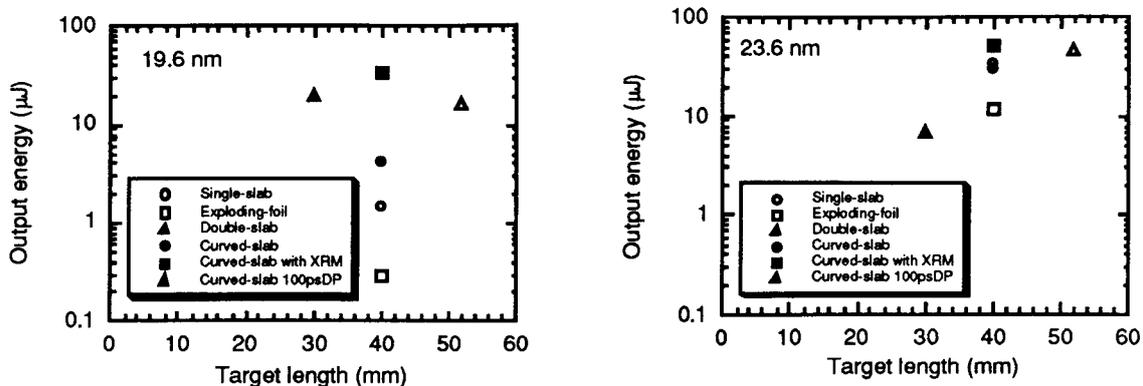


図 10.2(a) 19.6 nm 線と 23.6 nm 線のエネルギーの絶対値 (表 10.1 参照)

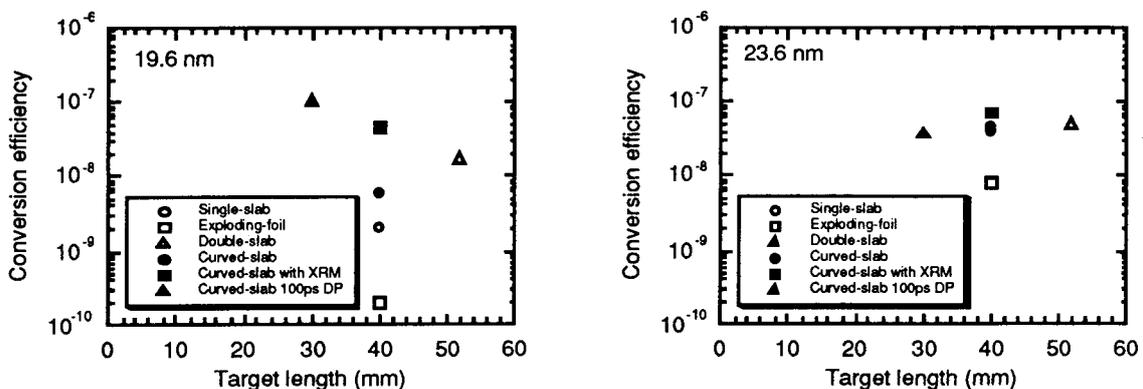


図 10.2(b) 19.6 nm 線と 23.6 nm 線の変換効率 (表 10.1 参照)

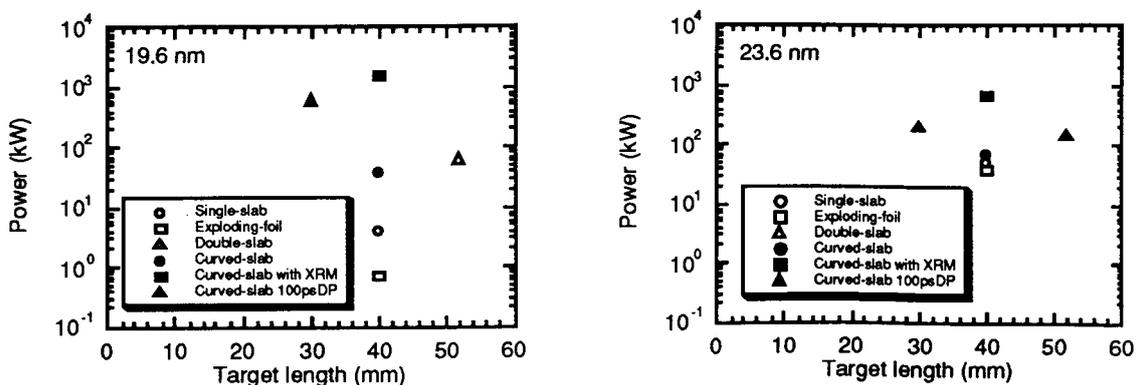


図 10.2(c) 19.6 nm 線と 23.6 nm 線のパワーの絶対値 (表 10.1 参照)

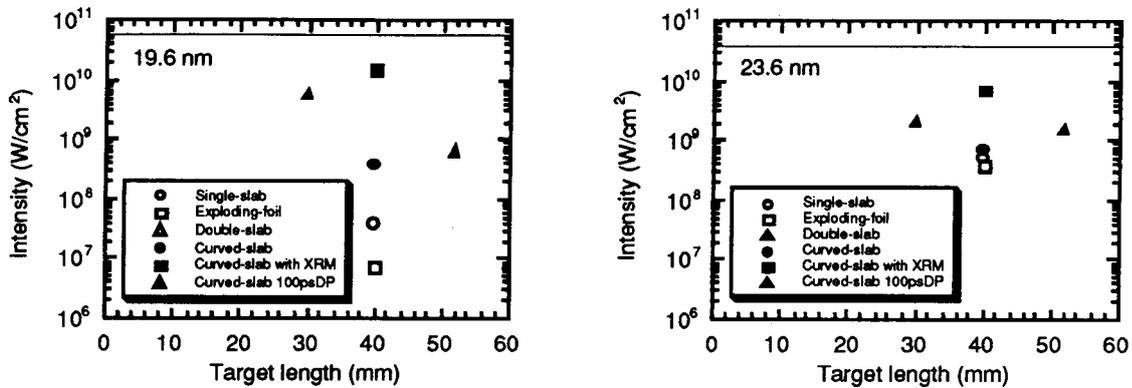


図 10.2(d) 19.6 nm 線と 23.6 nm 線の強度の絶対値 (表 10.1 参照)
 実線は飽和強度を表わしている (付録 C 参照)

[10.4] まとめ

軟X線レーザー光の波長で校正した軟X線フィルムを用いて、軟X線レーザー光のエネルギー計測を行なった。その結果、長さ 40 mm の平板ターゲットから発生する 23.2 nm/23.6 nm 線のエネルギーが約 68 μJ であることが得られた。得られたエネルギーから各ターゲット構造に対する出力エネルギー、変換効率、パワーおよび強度の絶対値を算出した。その結果、第9章で検討した短パルスダブルパルス照射における 19.6 nm 線が、飽和強度の約 10 分の 1 を達成したことが明らかになった。

参考文献

[1] Yariv, *Quantum Electronics*, 2nd ed.
 [2] L.B.DaSilva, B.J.MacGowan, J.A.Koch, R.A.London, D.L.Matthews, and J.H.Underwood, "Power measurement of a saturated ytterbium x-ray laser", *Opt. Lett.* **18** (1993) 1174.

第 11 章：結論

以下に、本研究で得られた成果の要旨を記す。

第 2 章では、照射強度 $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ のレーザー光で照射して得られるタングステン ($Z=74$)、金 ($Z=79$)、鉛 ($Z=82$)、ビスマス ($Z=83$) のレーザー生成プラズマの軟 X 線スペクトル ($1 \sim 6 \text{ nm}$) において、波長 $3 \sim 5 \text{ nm}$ の波長域の放射は N 殻の $\Delta n=0$ 遷移に起因していることを UTA (Unresolved Transition Array) 計算と実験結果との比較により示した。

第 3 章では、電子再結合励起型炭素バルマー α 線レーザー (波長 18.2 nm) について実験を行ない、観測した利得係数が予測より小さかった原因として、照射レーザー光の吸収の不均一が有力であることを指摘した。

第 4 章では、電子再結合励起型水素様ナトリウムバルマー α 線レーザー (波長 5.4 nm) について実験を行ない、光量の角度分布を電子密度勾配と利得係数を考慮した光路追跡計算により説明した。

以上のように、第 3 章および第 4 章より、電子再結合型軟 X 線レーザーにおいて利得長積の実現が妨げられている原因として、照射レーザー光の吸収の不均一と軟 X 線レーザー光の屈折効果が重要であることが明らかになった。

第 5 章では、電子衝突励起型ネオン様ゲルマニウム軟 X 線レーザーについて、同一の照射条件下におけるターゲット構造を変化させ各レーザー線 (波長 $19.6, 23.2, 23.6, 24.7, 28.6 \text{ nm}$) の増幅特性を調べた。平板ターゲットにおいて $J=0-1$ 遷移 (19.6 nm 線) が、他のレーザー線と比較して発光ピークが早く、屈折効果が増幅を妨げることが明らかになった。 $J=0-1$ 遷移の利得発生には、薄膜ターゲットは好ましくなく、平板ターゲットを基本とした屈折効果の補償が必要である。

また、実験結果をもとに流体計算および光路追跡計算を用いて利得の発生条件や屈折効果を考察し、 $J=0-1$ 遷移と $J=2-1$ 遷移の利得領域は電子密度が約 $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度は $J=0-1$ 遷移に対して約 600 eV 、 $J=0-1$ 遷移に対して約 1.2 keV であることが明らかになった。

第 6 章では、湾曲ターゲットを使用して、軟 X 線レーザー光の屈折効果が補償され、特に 19.6 nm 線の強度が増加することを確認した。また、湾曲ターゲットと多層膜平板反射鏡を組み合わせた複光路増幅により約 1 mrad のビーム発散角をもつ軟 X 線レーザー光を発生した。湾曲ターゲットと複光路増幅が、軟 X 線レーザー光の高輝度化のために有効であることを明らかにした。

第 7 章では、軟 X 線レーザー光の空間コヒーレンスの計測を行ない、軟 X 線レーザー光がガウス型強度分布をもつインコヒーレント光源に近いことを示した。湾曲ターゲットの複光路増幅によって得られた小さいビーム発散角は、軟 X 線レーザー出力端での空間コヒーレンスの向上に起因することを明らかにした。また、コヒーレントな軟 X 線レーザーを利用したインラインホログラフィー実験を行ない、再生可能なホログラムを得た。

第 8 章では、多層膜構造の軟 X 線偏光反射鏡を使用して、偏光した軟 X 線レーザー光の増幅が可能である

ことを明らかにした。

第 9 章では、1 ns 単パルスに代えて、100 ps ダブルパルスを照射して実験し、19.6 nm 線のみを選択的に励起し、短パルスの単色軟 X 線レーザー光を得た。19.6 nm 線は、ダブルパルス照射により変換効率が約 50 倍向上した。

第 10 章では、校正した軟 X 線フィルムを使用して、軟 X 線レーザー光のエネルギーを測定した。ターゲット構造および遷移の出力、パワー、強度について検討し、特に第 9 章において、飽和強度の約 10 分の 1 が達成された。

上述のように、本論文ではレーザー生成プラズマを利用した軟 X 線レーザーの物理現象を問題としてきた。また、軟 X 線レーザーの増幅機構を解明し、その高性能化について検討し、結果として高効率高性能軟 X 線レーザー光を達成した。本論文において得られた知見を以下に総括する。

- (1) エネルギー輸送に関してプラズマ中の $\Delta n = 0$ 遷移のモデリングが重要である。
- (2) 電子再結合励起型軟 X 線レーザーでは、照射一様性や吸収の均一性と屈折効果の補償が高利得長積のために必要である。
- (3) 電子衝突励起型軟 X 線レーザーでは、屈折効果の補償が重要である。
- (4) 屈折効果の補償は、湾曲ターゲットが最も効果的である。
- (5) 複光路増幅により指向性を向上し、コヒーレンスの高い軟 X 線レーザー光が実現できる。
- (6) 偏光反射鏡により偏光した軟 X 線レーザー光が実現できる。
- (7) ダブルパルス照射により特定の遷移 ($J = 0-1$ 遷移) を選択的に増幅できる。
- (8) (4) ~ (7) の結果より軟 X 線レーザーは高コヒーレント・偏光・単色・高輝度・軟 X 線源として可能である。

[今後の方針]

図 11.1 は第 5 章から第 10 章まで述べてきた電子衝突型軟 X 線レーザーの空間コヒーレンスと輝度（強度）の関係を表わしている。複光路増幅およびマルチパルス励起により更に高輝度で高空間コヒーレンスの軟 X 線レーザー光（19.6 nm 線）が得られると考えられる。しかし、空間コヒーレンスと輝度の向上は、相反するものであり通常はいずれかを犠牲にしなければならない。以下に、空間コヒーレンスおよび輝度の向上についてそれぞれ考慮したので紹介する。

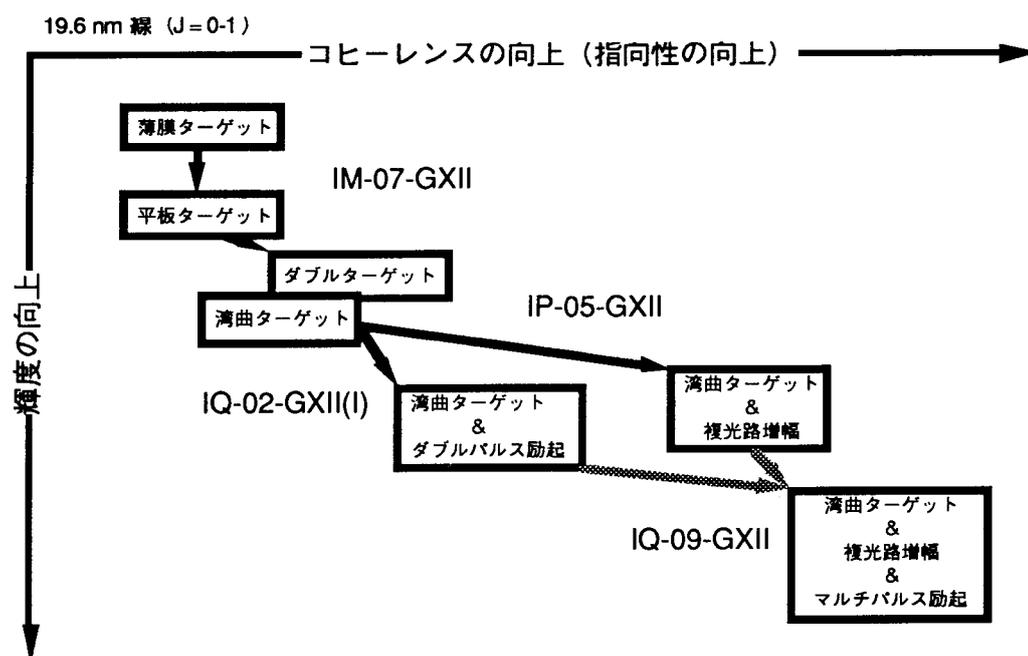


図 11.1 ターゲット構造および照射レーザー条件による輝度およびコヒーレンスの関係

(ii) 高輝度化

第 9 章において示唆したように 19.6 nm 線が飽和強度に近くなるようにするためには、進行波励起がひとつの方法である。進行波励起を用いれば、実質的に高い利得長積が得られると予測される。また、図 11.1 に示したようにマルチパルス励起と複光路増幅によっても高輝度化が可能であると考えられる。ここでは、図 11.2 に示すようなターゲット構造および照射条件について予測される強度を計算することとする。

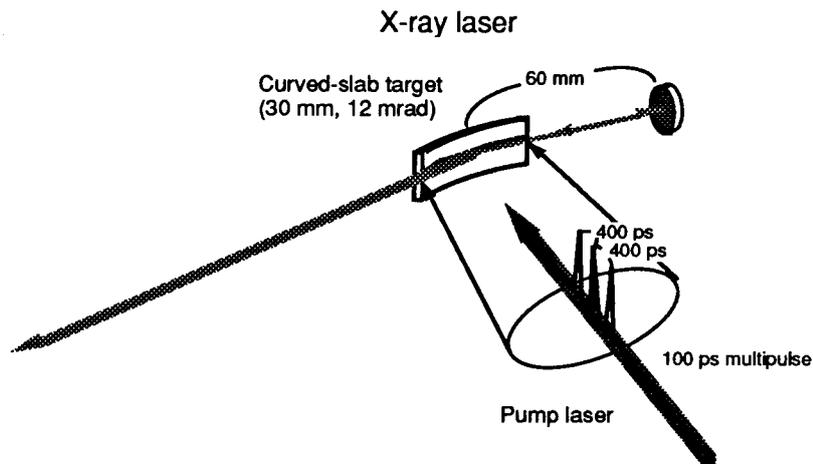


図 11.3 高輝度化を目的としたターゲット構造および照射条件

図 11.3 に示すような条件により生じる 19.6 nm 線の出力の増加は、ミラーの反射率 (30%) およびビーム発散角 (3 mrad × 10 mrad) を考慮して以下の計算により約 8.5 倍になると予測される。

$$\exp(2.1 \times 3) \times 0.3 \times \frac{100 \times 10^{-6}}{3 \times 10^{-3} \times (4 \times 10^{-2}) \times 2} \times \frac{100 \times 10^{-6}}{10 \times 10^{-3} \times (4 \times 10^{-2}) \times 2} = 8.5 \quad (11.1)$$

この増加により 19.6 nm 線の強度は飽和強度 ($5.8 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$) に近くなると予測される。(付録 C 参照)

$$5.6 \times 10^9 [\text{W/cm}^2] \times 8.5 \approx 5.8 \times 10^{10} [\text{W/cm}^2] \quad (11.2)$$

(ii) 高コヒーレンス化

第 7 章において考察したように、空間コヒーレンスを向上するためには複光路増幅により軟 X 線レーザー光の伝播距離を長くすることが有効である。また、伝播距離を増加することによりターゲットから生じる熱 X 線やプラズマ粒子による複光路増幅用反射鏡の損傷が軽減する利点がある。しかし、逆に結合効率が低下する。マルチパルス励起によって利得の発生を制御できるので、図 11.3 のようなターゲット構造および照射条件で予測される軟 X 線レーザー光の空間コヒーレンスを考察した。

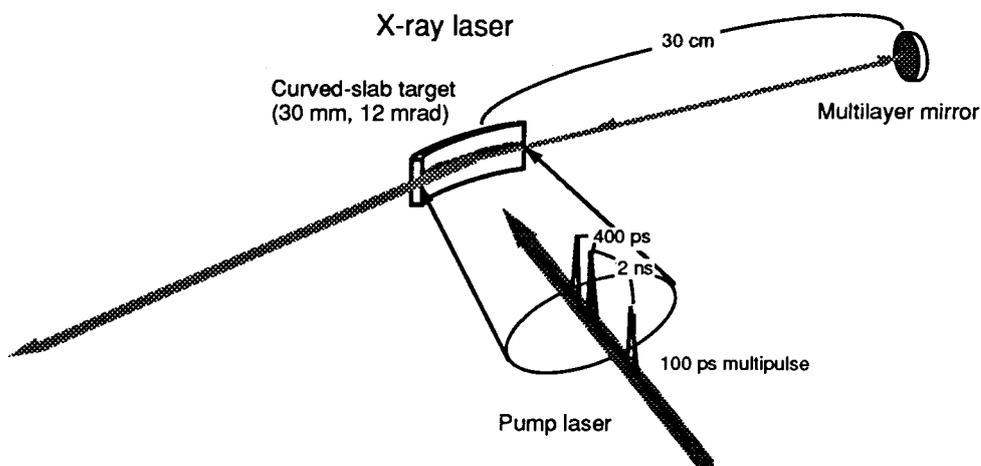


図 11.3 高コヒーレンス化を目的としたターゲット構造および照射条件

図 11.4 に示すように、60 cm の伝播距離により 100 μm サイズの光源から生じる空間コヒーレンスサイズはほぼ発光サイズに等しくなる。もし理想的な結合が得られた場合、複光路増幅光はほぼ完全な空間コヒーレンスをもつようになる。このとき、ビーム発散角は 0.15 mrad になると予測される。このとき、単位発散角に得られる強度は以下のように約 50 倍と予測される。

$$\frac{I_{\text{double-pass}}}{I_{\text{single-pass}}} = 0.3 \times \left(\frac{0.05}{3.0}\right)^2 \times \exp(2.1 \times 3) \times \left(\frac{5}{0.15}\right)^2 = 50 \quad (11.3)$$

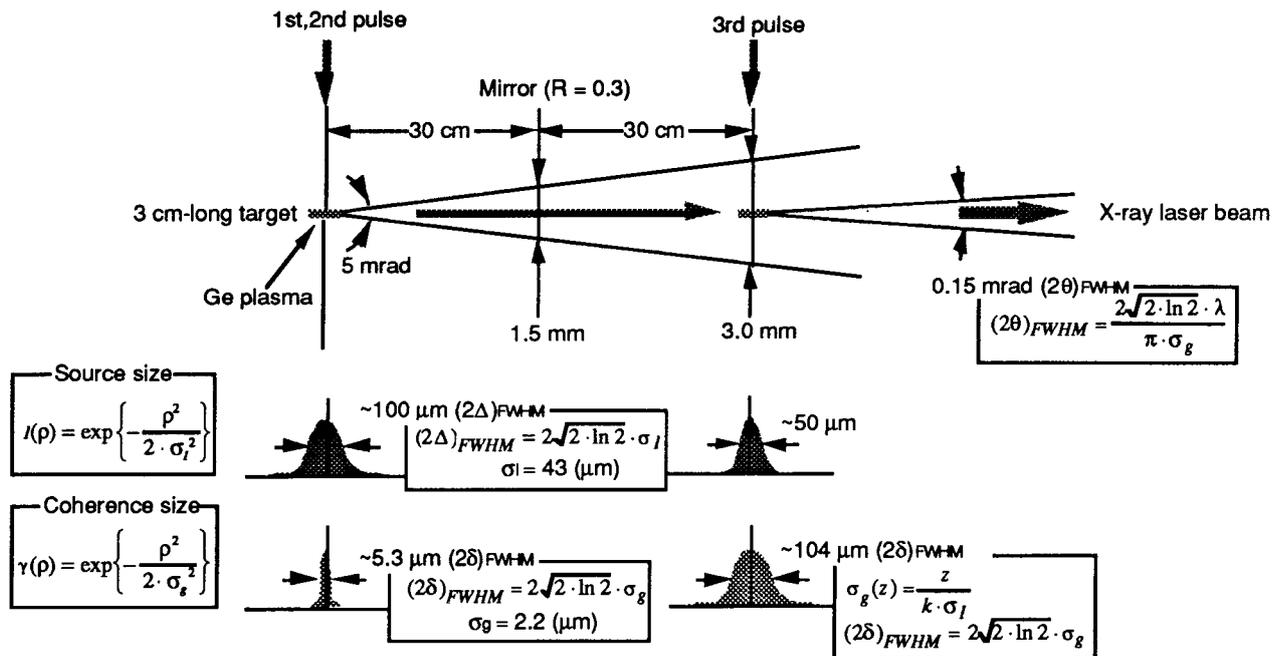


図 11.4 高コヒーレント軟X線レーザーのコヒーレンスサイズと発光サイズの関係 (図 11.3 参照)

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻賜りました加藤義章教授に深厚なる謝意を表します。

本研究は、主に大阪大学レーザー核融合研究センターで行なわれたものであり、素晴らしい研究の場を御提供下さいました中井貞雄センター長に深く感謝致します。

大学院在学中、御指導、御教授を戴きました大阪大学レーザー核融合研究センターの井澤靖和教授、三間 囿興教授、山中龍彦教授、西原功修教授、中塚正大教授、および大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻の黒田英三教授、平木昭夫教授、中島尚男教授、白藤純嗣教授、松浦虔士教授、村上吉繁教授、辻毅一郎教授、小牧省三教授、佐々木孝友教授、青木亮三教授に深く感謝致します。

本研究を通じて直接細かな御指導、御助言を頂いた山中正宣助教授、高部英明助教授、大道博行助手、白神宏之助手、児玉了祐助手に深く感謝します。また、御指導、御助言を頂いた大阪大学レーザー核融合研究センターの畦地宏助教授、北川米喜助教授、田中和夫助教授、中島信昭助教授、西村博明助教授、乗松孝好助教授、宮永憲明助教授、阪部周二講師、実野孝久講師、金辺忠助手、高木勝氏、佐々木亘教授(宮崎大学)、黒沢宏教授(宮崎大学)、富江敏尚氏(電子技術総合研究所)、今崎一夫氏(現レーザー技術総合研究所)、藤原関夫氏(現レーザー濃縮技術組合)に深く感謝します。

英国ラザフォード研究所との共同研究を通じて熱心な討論、激励を頂いた英国ラザフォード研究所の M. H. Key 教授、I. Ross 氏、A. Djaoui 氏、Jie Zhang 氏、David Neely 氏、英国クィーンズ大学ベルファストの C.L.S.Lewis 教授、James O. Uhomobhi 氏、Andrew MacPhee 氏、英国エセックス大学の Greg Tallents 氏、Lalit Dewivedi 氏、Jyothi Krishnan 女史、英国ハル大学の G. J. Pert 教授、D. M. O'Neill 氏および英国キングス大学の Gary Slark 氏に深く感謝します。

また、共同研究者として来日し、共に研究したイスラエルヘブライ大学ラカー研究所の Michael Finkenthal 教授、ロシア科学アカデミーの V. V. Korobkin 教授、カナダトロント大学の Peter Herman 氏、Hettrick Scientific Inc. の Michael Hettrick 氏、日本学術振興会研究員の Boris Chichkov 氏および Michael Schulz 氏に深く感謝します。また、国内では豊田中央研究所の東博純氏、東京都立臨床研究所の篠原邦夫氏、東京工業大学像情報工学施設の児玉巖氏および本田捷夫教授(現千葉大学教授)、大阪大学理学部常深博助教授に深く感謝します。

本研究に際し、レーザーの運転、ターゲットの作成、計算機の利用等様々な形で御協力頂いた大阪大学レーザー核融合研究センターおよび英国ラザフォード研究所のスタッフの方々に深く感謝致します。本研究の遂行に際し、有益な技術や情報の提供をして頂いた(株)浜松ホトニクスおよび(株)キャノンの方々に深く感謝します。

研究の苦楽を共にし討論と協力を頂いた藤田雅之氏、遠藤琢磨氏、山川考一氏、袁鋼氏、張鉄軍氏、杉尾英昭氏、二宮士郎氏、後藤順一氏、西尾匡弘氏、三浦永祐氏、内藤健太氏、中山繁氏、曾観明氏、中野人志氏、椿本孝治氏、本越伸二氏、加藤進氏、陳卓明氏、西川亘氏、塚本雅裕氏、松田明浩氏、甲藤正人氏、近江雅人氏、泉信彦氏、押鐘寧氏、浅川誠氏、仲前一男氏、藤島晃氏、重森啓介氏、安池和仁氏、鈴木健治氏、松岡伸一氏をはじめ多くの方々に深く感謝します。

本研究は、一部を日本学術振興会および British Council の援助のもと英国ラザフォード研究所と阪大レーザー研の共同研究として行なわれたものである。また、本研究の後半部を本人が平成4年度および5年度日本学術振興会特別研究員として行なった研究である。これらの援助に対し日本学術振興会および British Council に深く感謝致します。

最後に、この研究生生活を経済的、精神的に援助して頂いた家族に心からの感謝を申し上げます。

業績目録

原著論文

1. 村井健介, 加藤義章, 児玉了祐, 中井貞雄, 白神宏之, 袁鋼, L.Dwivedi, M.H.Key, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, P.Norreys, G.J.Pert, S.A.Ramsden, C.Smith, G.J.Tallents, J.Uhomoibhi and J.Zhang, "12 ps KrF レーザー励起炭素バルマー- α 軟X線レーザー", レーザー研究 21 (1993) pp.625-633.
2. K.Murai, H.Shiraga, G.Yuan, H.Daido, H.Azuma, E.Miura, R.Kodama, M.Takagi, H.Kanabe, and Y.Kato, D.Neely, D.M.O'Neill, C.L.S.Lewis and A.Djaoui, "Lasing properties of the $J = 0-1$ and $J = 2-1$ lines of a neon-like germanium soft x-ray laser", J. Opt. Soc. Am. B, to be accepted
3. K.Murai, G.Yuan, R.Kodama, H.Daido, Y.Kato, S.Nakai, D.Neely, and A.MacPhee, "Double-pass amplification of a Ge soft x-ray laser with a polarizing half cavity", Jpn. J. Appl. Phys., accepted
4. K.Murai, G.Yuan, M.S.Schulz, J.Goto, R.Kodama, H.Daido, Y.Kato, M.Sakurai, "Two dimensional beam profile measurement of Ge soft-x-ray laser with a calibrated soft-x-ray plate", Jpn. J. Appl. Phys., to be submitted
5. K.Murai, M.Nishio, H.Shiraga, Y.Kato, M.Finkenthal and P.Mandelbaum, "N-shell emission of W, Au, Pb and Bi ions in the 200-800 eV range recorded from GEKKO MII laser produced plasmas", Phys. Rev E, to be submitted
6. H.Azuma, Y.Watanabe, Y.Kato, T.Motohiro, S.Noda and K.Murai, "Single-shot measurement of spectral reflectance of a soft x-ray multilayer mirror using a laser-plasma x-ray source", Jpn.J.Appl.Phys. 31 (1992) 203.
7. G.M.Zeng, H.Daido, K.Murai, Y.Kato, M.Nakatsuka and S.Nakai, "Line x-ray emissions from highly ionized plasmas of various species irradiated by compact solid-state lasers", J. Appl. Phys. 72 (1992) 3355.
8. H.Daido, Y.Kato, K.Murai, G.Yuan, H.Azuma, H.Shiraga, E.Miura, H.Takabe, S.Nakai, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill, D.Neely and A.Djaoui, "Properties of an exploding foil neon-like germanium soft x-ray laser", Laser and Particle Beams 11 (1993) 109.
9. H.Daido, H.Azuma, Y.Kato, K.Murai, K.Yamakawa, T.Togawa, T.Kanabe, M.Takagi, H.Takabe and S.Nakai, "Simultaneous amplification of sodium and fluorine Balmer- α lines", J. Opt. Soc. Am. B 11 (1994), in press.
10. G.M.Zeng, H.Daido, T.Nishikawa, H.Takabe, S.Nakayama, H.Aritome, K.Murai, Y.Kato, M.Nakatsuka and S.Nakai, "Soft x-ray spectra of highly ionized elements with atomic numbers ranging from 57 to 82 produced by compact lasers", J. Appl. Phys., in press.

11. C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill, D.Neely, Y.Kato, M.Yamanaka, H.Daido, H.Shiraga, H.Azuma, K.Murai, G.Yuan, E.Miura, M.Ohmi, H.Takabe, T.Kanabe, M.Takagi and S.Nakai,
"Direct observation of dynamic coupling effects in soft x-ray laser half cavity",
J. Phys. B, to be submitted
12. H.Tsunemi, S.Nomoto, K.Hayashida, E.Miyata, H.Murakami, Y.Kato, G.Yuan, K.Murai, R.Kodama, and H.Daido,
"Application of a newly developed CCD for spectral width measurement of a 53 eV germanium laser",
Appl. Phys. B, in print.
13. 児玉巖, 山口雅浩, 大山永昭, 本田捷夫, 篠原邦夫, 伊藤敦, M.S.Schulz, 大道博行, 加藤義章, 村井健介, 児玉了祐, 袁鋼, 中井貞雄, 岩崎裕, 吉信達夫, D.Neely, G.Slark,
"軟X線レーザーを用いたインラインX線ホログラムからの像再生",
レーザー研究, to be submitted.

解説論文および研究ノート

1. K.Murai, G.Yuan, H.Shiraga, H.Daido, M.Yamanaka, Y.Kato, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill and D.Neely,
"Characteristics of soft x-ray laser beam emitted from laser produced Ge plasma"
NIFS research report (June 1991, Nagoya Univ., Nagoya)
2. K.Murai, M.Nishio, H.Shiraga, Y.Kato, T.Nishikawa, H.Takabe, M.Finkenthal and P.Mendelbaum,
"N-shell emission of W, Au, Pb and Bi ions in the 10-60Å ranging recorded from GEKKO MII laser produced plasmas",
Research Report 9103p (the Institute of Laser Engineering, Osaka Univ.)
3. 加藤義章, 山中正宣, 大道博行, 白神宏之, 東博純, 村井健介, 三浦永祐, 中井貞雄, C.L.S.Lewis,
D.M.O'Neill and D.Neely,
"軟X線レーザーとコヒーレンス",
応用物理 60 (1991) 915.
4. D.M.O'Neill, C.L.S.Lewis, D.Neely, Y.Kato, M.Yamanaka, H.Daido, H.Shiraga, H.Azuma, K.Murai, G.Yuan, E.Miura, M.Ohmi, H.Takabe, T.Kanabe, M.Takagi and S.Nakai,
"Collaborative work at the Institute of Laser Engineering the Ne-like Ge XUV laser scheme",
SERC Central Laser Facility Annual Report 1992, p.13 (Rutherford Appleton Laboratory)
5. L.Dwivedi, Y.Kato, M.H.Key, R.Kodama, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, K.Murai, P.A.Norreys, G.J.Pert, S.A.Ramsden, I.N.Ross, H.Shiraga, C.Smith, G.J.Tallents, J.Uhomoibhi, G.Yuan and J. Zhang,
"X-ray recombination laser experiments pumped with 12ps KrF pumped Raman pulses",
SERC Central Laser Facility Annual Report 1992, p.107 (Rutherford Appleton Laboratory)
6. J.Zhang, L.Dwivedi, Y.Kato, M.H.Key, R.Kodama, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, K.Murai, P.A.Norreys, G.J.Pert, S.A.Ramsden, I.N.Ross, H.Shiraga, C.Smith, G.J.Tallents, J.Uhomoibhi and G.Yuan,
"Experimental studies of line intensity ratio as a diagnostic of recombination plasmas",
SERC Central Laser Facility Annual Report 1992, p.107 (Rutherford Appleton Laboratory)

国際会議報告

1. T.Jitsuno, Y.Kato, K.Takeuchi, S.Nakai, K.Murai, K.Azuma, Y.Takigawa, K.Kurosawa and W.Sasaki, "Switchless discharge excimer laser by delayed ionization for efficient high voltage laser operation" Conf. Lasers and Electro-Optics, abstracts p.94. (April 1988; Anaheim, USA)
2. K.Kurosawa, Y.Takigawa, M.Katto, W.Sasaki, M.Okuda, K.Murai, E.Fujiwara, K.Yoshida and Y.Kato, "High-power operation and output wavelength excitation of electron-beam pumped rare gas excimer lasers" 9th Int. Conf. Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, abstracts p.101. (July 1989; Honolulu, USA)
3. Y.Kato, H.Azuma, K.Murai, K.Yamakawa, H.Shiraga, G.J.Pert, S.A.Ramsden, M.H.Key and C.P.J.Barty, "Explosive-mode short wavelength recombination Balmer- α laser", Inst. Phys. Conf. Ser No 116, X-RAY LASERS 1990, (1990) p.1. 2nd International Colloquium on X-ray Lasers (17-21 September 1990, York, UK)
4. H.Azuma, K.Murai, K.Yamakawa, H.Shiraga, Y.Kato, G.J.Pert and S.A.Ramsden, "Review on soft x-ray laser research at the Institute of Laser Engineering", 2nd International Colloquium on X-ray Lasers (17-21 September 1990, York, UK)
5. H.Daido, Y.Kato, H.Azuma, K.Murai, H.Shiraga, K.Yamakawa, T.Togawa, E. Miura, G. Yuan, T.Kanabe, M.Takagi, H.Takabe, K. Tanaka, M.Yamanaka, S.Nakai, C.L.S.Lewis, D.O'Neill, D.Neely, G.J.Pert, S.Ramsden and M.H.Key, "Recent progress in soft-x-ray laser research at the Institute of Laser Engineering", Topical Meeting on Short-Wavelength Coherent Radiation 11, proceeding p.77. (8-10 April 1991, Monterey, California, USA)
6. Y.Kato, H.Daido, H.Shiraga, M.Yamakawa, H.Azuma, K.Murai, E.Miura, G.Yuan, M. Ohmi, K.Tanaka, T.Kanabe, M.Takagi, S.Nakai, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill, D.Neely, K.Shinohara, M.Niibe and Y.Fukuda "Development of soft x-ray lasers at the Institute of Laser Engineering : recent results on Ge soft x-ray laser" SPIE 1551 Ultrashort-Wavelength Lasers, proceedings p.56. (22-23 July 1991, San Diego, California, USA)
7. Y.Kato, H.Azuma, K.Yamakawa, M.Nishio, K.Murai, H.Shiraga, H.Takabe, S.Nakai, S.A.Ramsden, G.J.Pert, M.H.Key and S.J.Rose, "Short pulse pumping of recombination soft x-ray lasers", 20th Eur Conference on Laser Interaction with Matter. (Jan. 1991, Schliensee, Germany)
8. Y.Kato, K.Murai, G.Yuan, H.Azuma, H.Shiraga, E.Miura, H.Daido, M.Yamanaka, T.Kanabe, M.Takagi, S.Nakai, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill and D.Neely, "High resolution spectroscopic measurement of soft x-ray laser" 8th American Physical Society of Topical Conference on Atomic Process in Plasmas. (25-29 August 1991, Portland, USA)
9. M.Tsukamoto, M.Niibe, Y.Watanabe, A.Miyake, T.Iizuka, Y.Fukuda, Y.Kato, H.Shiraga, H.Daido, K.Murai, C.L.S.Lewis, D.Neely, D.M.O'Neill, "Radiation damage of multilayer mirror for soft x-ray lasers", SPIE 1720 International Symposium on Optical Fabrication, Testing, and Surface Evaluation, proceeding p.226. (10-12 June 1992, Tokyo, Japan)

10. Y.Kato, H.Daido, K.Murai, G.Yuan, H.Shiraga and M.Yamanaka,
"X-ray laser research at the Institute of Laser Engineering",
Japan-US seminar, proceeding. (9-13 March 1992, Kyoto Japan)
11. Y.Kato, M.Yamanaka, H.Daido, H.Shiraga, K.Murai, G.Yuan, H.Azuma, E.Miura, S.Nakai, C.L.S.Lewis,
D.M.O'Neill, D.Neely,
"Coherence of Ne-like Ge soft x-ray laser",
Conference on lasers and Electro-Optics. (10-15 May 1992, Anaheim, California, USA)
12. Y.Kato, M.Yamanaka, H.Daido, H.Shiraga, H.Azuma, K.Murai, G.Yuan, E.Miura, T.Kanabe, M.Takagi,
S.Nakai, C.L.S.Lewis, D.M.O'Neill, D.Neely, M.Niibe, N.Tsukamoto and Y.Fukuda,
"Coherence and double-pass amplification in Ge soft x-ray laser",
Inst. Phys. Conf. Ser No 125, *X-RAY LASERS 1992*, p.9.
3rd International Colloquium on X-ray Lasers (18-22 May 1992, Schliesee, Germany)
13. G.J.Tallents, L.Dwivedi, Y.Kato, M.H.Key, R.Kodama, J.Krishnan, C.L.S.Lewis, K.Murai, P.A.Norreys,
G.J.Pert, S.A.Ramsden, I.N.Ross, H.Shiraga, C.Smith, J.Uhomobhi, G.Yuan, and J.Zhang,
"X-ray recombination laser experiments pumped with 12ps KrF pumped Raman lasers",
Inst. Phys. Conf. Ser No 125, *X-RAY LASERS 1992*, p.101.
3rd International Colloquium on X-ray Lasers (18-22 May 1992, Schliesee, Germany)
14. H.Daido, Y.Kato, H.Azuma, K.Murai, H.Shiraga, K.Yamakawa, T.Togawa, T.Kanabe, M.Takagi, H.Takabe,
S.Nakai, P.Holden and G.J.Pert,
"Simultaneous amplification of a recombination pumped hydrogen-like fluorine and sodium Balmer-alpha laser
produced by a 20ps, 0.53mm laser light",
Inst. Phys. Conf. Ser No 125, *X-RAY LASERS 1992*, p.111.
3rd International Colloquium on X-ray Lasers (18-22 May 1992, Schliesee, Germany)
15. G.M.Zeng, H.Daido, S.Nakayama, K.Murai, T.Nishikawa, S.Kiyokawa, H.Takabe, H.Aritome, M.Nakatsuka,
Y.Kato and S.Nakai,
"Laser-plasma x-ray source produced by compact solid state lasers",
2nd Japan-China symposium on lasers 1992.
(9-13 May 1992, Osaka, Japan)
16. H.Daido, R.Kodama, K.Murai, G.Yuan, M.S.Schulz, M.Takagi, Y.Kato, S.Nakai, D.Neely, A.MacPhee and
C.L.S.Lewis,
"Germanium soft x-ray laser in a wall-confined laser produced plasma",
OSA Shortwavelength V. Physics with Intense Laser Pulses, proceeding, in press.
(29-31 March 1993, San Diego, USA)
17. M.S.Schulz, H.Daido, K.Murai, Y.Kato, R.Kodama, G.Yuan, S.Nakai, K.Shinohara, I.Kodama, T.Honda,
H.Iwasaki, T.Yoshinobu, D.Neely and G.Stark,
"Soft x-ray holography using an x-ray laser at 23.2/23.6nm and 19.6nm.",
OSA Shortwavelength V. Physics with Intense Laser Pulses, proceeding, in press.
(29-31 March 1993, San Diego, USA)
18. R.Kodama, Y.Kato, H.Daido, K.Murai, G.Yuan, M.Schulz, M.Yamanaka, S.Nakai, M.Niibe, Y.Fukuda,
D.Neely, A.MacPhee and C.L.S.Lewis,
"A small-divergence and efficient operation of a germanium XUV laser with a curved target", 22nd European Conf.
Laser Interaction with Material. (10-14 May 1993, Paris, France)

19. K.Murai, R.Kodama, Y.Kato, H.Daido, G.Yuan, M.Schulz, M.Yamanaka, S.Nakai, M.Niibe, Y.Fukuda, D.Neely, A.MacPhee and C.L.S.Lewis,
"Spatial coherence in double pass amplification of germanium XUV lasers",
22nd European Conf. Laser Interaction with Material. (10-14 May 1993, Paris, France)
20. K.Murai, G.Yuan, R.Kodama, H.Daido, Y.Kato, S.Nakai, D.Neely, A.MacPhee and C.L.S.Lewis,
"Polarized half cavity operation of a Ge x-ray laser"
35th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, 3P29.
(1-5 November 1993, St. Louis, MO, USA)
21. Y.Kato, R.Kodama, H.Daido, K.Murai, G.Yuan, D.Neely and A. MacPhee,
"Soft-x-ray amplification in a plasma waveguide",
Inst. Phys. Conf., *X-RAY LASERS 1994*, to be published.
4th International Colloquium on X-ray Lasers (9-13 May 1994, Williamsburg, Virginia, USA)
22. H.Daido, Y.Kato, R.Kodama, K.Murai, G.Yuan, M.Takagi, H.Takabe, S.Nakai, C.H.Nam, I.W.Choi, D.Neely and A.MacPhee,
"Improvement in efficiency and coherence of collisional excitation x-ray lasers",
Inst. Phys. Conf., *X-RAY LASERS 1994*, to be published.
4th International Colloquium on X-ray Lasers (9-13 May 1994, Williamsburg, Virginia, USA)
23. C.H.Nam, I.W.Choi, Y.Oshikane, K.Murai, G.Yuan, R.Kodama, H.Daido and Y.Kato,
"Light scattering measurement in a Ge x-ray laser plasma",
Inst. Phys. Conf., *X-RAY LASERS 1994*, to be published.
4th International Colloquium on X-ray Lasers (9-13 May 1994, Williamsburg, Virginia, USA)
24. D.Neely, A.Djaoui, Y.Kato, R.Kodama, H.Daido, K.Murai, G.Yuan, C.L.S.Lewis, MacPhee and M.J.Lamb,
"Refractive compensation in slab target geometries",
Inst. Phys. Conf., *X-RAY LASERS 1994*, to be published.
4th International Colloquium on X-ray Lasers (9-13 May 1994, Williamsburg, Virginia, USA)

国内学会報告 (著者が主要著者名のもの)

1. 村井健介, 東博純, 山川考一, 白神宏之, 加藤義章,
"ナノ秒パルスレーザー照射したLi様イオンからのXUVスペクトル
(XUV spectra of Li-like ions formed by nsec-pulse laser irradiation)"
応用物理学会 (1989年9月、福岡工業大学)
2. 村井健介, 東博純, 山川考一, 白神宏之, 高部英明, 加藤義章, 中井貞雄, G.J.Pert,
"短パルスレーザー照射による水素様HaX線レーザー I - 増幅における屈折の効果 - (Hydrogenic Balmer- α recombination laser by short pulse irradiation)"
日本物理学会 (1990年10月、岐阜大学)
3. 村井健介, 東博純, 大道博行, 山川考一, 白神宏之, 戸川拓哉, 金辺忠, 高木勝, 山中正宣, 加藤義章,
中井貞雄, 高部英明, G.J.Pert,
"再結合プラズマ型軟X線レーザーの短波長化"
レーザー学会 (1991年1月、神戸国際会議場)

4. 村井健介, 東博純, 大道博行, 山川考一, 白神宏之, 戸川拓哉, 金辺忠, 高木勝, 高部英明, 山中正宣, 加藤義章, 中井貞雄, G.J.Pert,
"短パルスレーザー照射による水素様NaHa線における増幅
(Amplification of hydrogenic sodium Balmer- α by short pulse pumping) "
応用物理学会 (1991年3月、東海大学湘南学舎)
5. 村井健介, 東博純, 袁鋼, 三浦永祐, 白神宏之, 大道博行, 山中正宣, 加藤義章, 金辺忠, 高木勝, 中井貞雄, C.L.S.Lewis, D.Neely, D.M.O'Neill,
"ゲルマニウム軟X線レーザーI.増幅特性
(Germanium soft x-ray laser I.characteristics of gain) ",
応用物理学会 (1991年10月、岡山大学)
6. 村井健介, 袁鋼, 白神宏之, 加藤義章, 中井貞雄, P.Norreys, R.Kodama, G.Tallents, M.H.Key, S Ramsden, G.J.Pert,
"短パルスレーザー (SPRITE) による電子再結合軟X線レーザー
(Recombination pump soft x-ray laser with SPRITE laser) ",
日本物理学会 (1992年3月、慶応大学日吉校舎)
7. 村井健介, 袁鋼, 児玉了祐, 加藤義章, 中井貞雄, D.Neely, A.MacPhee,
"Ge軟X線レーザーの諸特性と高性能化
(Characteristics and improvement on Ge soft x-ray lasers) ",
レーザー学会 (1993年1月、千里ライフサイエンスセンター)
8. 村井健介, 袁鋼, 児玉了祐, M.S.Schulz, 大道博行, 加藤義章, 中井貞雄, 三宅明, 新部正人, 塚本雅美, 福田恵明, D.Neely, A.MacPhee, C.L.S.Lewis,
"複光路増幅による偏光Ge軟X線レーザー光の増幅
(Amplification of polarized Ge soft-x-ray laser light with double-pass configuration) ",
応用物理学会 (1993年9月、北海道大学)
9. 村井健介, 袁鋼, 児玉了祐, M.S.Schulz, 大道博行, 加藤義章, 中井貞雄, 児玉巖, 本田捷夫, 篠原邦男, 岩崎裕, 吉信達夫, G.Stark, D.Neely, A.MacPhee, C.L.S.Lewis,
"軟X線レーザーを用いたインラインX線ホログラム -1- 作成
(Inline x-ray hologram using soft x-ray laser -1- recording) ",
応用物理学会 (1993年9月、北海道大学)
10. 村井健介, 袁鋼, 大道博行, 児玉了祐, 後藤順一, 加藤義章, 中井貞雄,
"高輝度 Ge 軟X線レーザー I - 高効率へのアプローチ -
(High brightness Ge soft-x-ray laser I - approach to high efficiency -",
レーザー学会 (1994年1月、幕張メッセ)

付録目次

- [付録A] 軟X線光学 A-1
- (i) 原子散乱因子と屈折率
 - (ii) フィルターの透過率
 - (iii) 軟X線用ミラー
 - (iii-a) 斜入射ミラー
 - (iii-b) 多層膜ミラー
 - (iv) 回折素子
 - (iv-a) 反射型回折素子 (反射型回折格子)
 - (iv-b) 透過型回折素子 (透過型回折格子、ゾーンプレート)
 - (iv-c) 結晶分光器
 - (v) 軟X線フィルムおよび検出器
 - (v-a) フィルム (Kodak 101-07、ILFORD Q-plate、FUJI MI-FX)
 - (v-b) フォトレジスト
 - (v-c) X線CCD
 - (v-d) MCP
- [付録B] コヒーレント光学 B-1
- [B.1] 回折
 - (i) フレネル回折
 - (ii) フラウンホーファ回折
 - [B.2] 干渉および干渉性
 - (i) 電磁波の干渉性
 - (ii) インコヒーレント光源による空間コヒーレンス
 - (iii) 多光束干渉による干渉縞の形成
 - [B.3] ビーム特性
 - (i) コヒーレント光源のビーム特性
 - (ii) 部分コヒーレント光源のビーム特性
 - (iii) インコヒーレント光源のビーム特性
- [付録C] 自然放射光増幅 C-1
- (i) 遷移速度と利得係数
 - (ii) 自然放射光増幅
 - (iii) 均質広がりと不均質広がり
 - (iv) 利得飽和とスペクトル狭帯化
 - (v) 遷移則と微細構造
 - (vi) 飽和強度

[物理定数表]

	物理定数	公式
真空中の光速 c	2.99792458×10^8 [m/s]	
Planck定数 h	$6.6260755 \times 10^{-34}$ [J·s] 4.135167×10^{-15} [eV·s]	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$
Boltzmann定数 k	1.380658×10^{-23} [J/K]	
電子の素電荷 e	$1.60217733 \times 10^{-19}$ [C]	
真空中の誘電率 ϵ_0	$8.854187817 \times 10^{-12}$ [F/m]	$\epsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c^2}$
電子の質量 m_e	$9.1093897 \times 10^{-31}$ [kg]	
陽子の質量 m_p 中性子の質量 m_n	$1.6726231 \times 10^{-27}$ [kg] $1.6749286 \times 10^{-27}$ [kg]	
Avogadro数 N_A	6.0221367×10^{23} [mol ⁻¹]	
電子の古典半径 r_0	$2.81794092 \times 10^{-15}$ [m]	$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$
Bohr半径 a_0	$5.29177249 \times 10^{-11}$ [m]	$a_0 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m_e e^2}$
Rydberg定数 R_∞	1.0973731534×10^7 [m ⁻¹] 13.60569815 [eV]	$R_\infty = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3 c}$ $Ry = hcR_\infty$
微細構造定数 α	$7.29735308 \times 10^{-3}$	$\alpha = \frac{e^4}{2\epsilon_0 \hbar c}$

理科年表 1989 年版より抜粋

[付録A] 軟X線光学 [1,2,3,4]

軟X線およびX線波長域では可視域などに使用されている光学技術に代る光学技術が必要になる。例えば、たいていの物質は軟X線を吸収するため可視域に使用される窓材はなく、非常に薄くする必要がある。また、吸収のため反射率も低くなるため、反射ミラーには金属の多層膜構造をもつものが開発されている。ここでは、反射ミラー、フィルターおよび窓、結像光学について述べる。

(i) 原子散乱因子と屈折率 [5,6]

100 eV ~ 10 keV (6 ~ 0.06 nm) の光子エネルギーにおいて、物質系の吸収や散乱の厳密な計算には原子散乱因子 f (atomic scattering factor) に基づく。

$$f^* = f_1 + if_2 \quad (\text{A-1})$$

原子散乱因子は、以下に示す Kramers-Kronig の分散関係式を用いて実験の光吸収データから由来している。

$$f_1 = Z + C \int_0^{\infty} \frac{\epsilon^2 \mu_a(\epsilon)}{E^2 - \epsilon^2} d\epsilon \quad (\text{A-2a})$$

$$f_2 = \frac{\pi}{2} CE \mu_a(E) \quad (\text{A-2b})$$

ここで、 $\mu_a(E)$ は原子吸収係数 (atomic photoabsorption coefficient) であり、光子エネルギー E と定数 C の関数である。原子吸収係数は通常 cm^2 または barn (10^{-28}cm^2) を単位として表す。

$$E = h\nu \quad (\text{A-3a})$$

$$C = \frac{1}{\pi r_0 hc} \quad (\text{A-3b})$$

ここで、 r_0 は古典電子半径 (classical electron radius)、 h はプランク定数、 c は光速である。(A1-2b) (A1-3b) より原子散乱定数について以下の関係式が得られる。

$$\mu_a(E) = 2r_0 \lambda f_2 \quad (\text{A-4})$$

さらに、物質のもつ複素誘電率 ϵ (complex dielectric constant) や複素屈折率 n (refractive index) は原子散乱因子 f を用いて以下のように計算できる。

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_r + i\epsilon_i = 1 - \alpha - i\gamma \quad (\text{A-5a})$$

$$\tilde{n} = n_r + in_i = 1 - \delta - i\beta \quad (\text{A-5b})$$

ここで、 $\tilde{\epsilon} = \tilde{n}^2$ の関係式を用い、 $\delta \ll 1$ であるとして近似した。 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ は以下の式で定義した。

$$\delta = \frac{\alpha}{2} = Kf_1 \quad (\text{A-6a})$$

$$\beta = \frac{\gamma}{2} = Kf_2 \quad (\text{A-6b})$$

ここで、係数 K は以下の式で表せる。

$$K = \frac{r_0 \lambda^2 N_A}{2\pi A} \rho \quad (\text{A-7})$$

(ii) フィルターの透過率

軟X線およびX線領域での薄膜フィルターの透過率 T は、質量吸収係数 μ (mass absorption coefficient) または原子光吸収係数 μ_a を用いて以下の式で計算できる。界面における反射率は無視できるほど小さい。

$$T = \exp(-\mu \cdot \rho \cdot t) = \exp\left[-\left(\mu_a \frac{N_A}{A}\right) \rho \cdot t\right] \quad (\text{A-8})$$

ここで、 ρ は密度 [g/cm^3]、 t は膜厚 [cm] である。上式に示すように質量吸収係数 μ [cm^2/g] と原子光吸収係数 μ_a [cm^2/atom] には以下の関係がある。

$$\mu = \mu_a \frac{N_A}{A} \quad (\text{A-9})$$

ここで、 N_A はアボガドロ数、 A は原子質量数 (atomic weight) である。

混合物質の透過率の計算には、物質を構成する元素ごとの計算した透過率をかけ合わせて得られる。

(iii) 軟X線用ミラー

光学系を構築する場合、従来の光学系に使用されているようなレンズまたはミラーは軟X線レーザー光を扱うために欠かせない。しかし、軟X線領域においてはあらゆる物質の吸収が増大し、その結果物質の反射率が低下する。軟X線を透過する物質がないために軟X線用の光学系にレンズは使用できない。しかし、ミラーの反射面の形状によって様々な結像特性をもたせることができる。このため、軟X線用ミラーは軟X線用光学系に欠かせない存在である。

軟X線領域では特殊な方法によってのみ物質は実用的な反射率を生じさせることが可能である。ここではまず、鏡面をもつ物質に軟X線を斜入射することによって反射率を改善した斜入射ミラーについて述べる。また、ミラー表面に多層膜構造をもたせることによって各層間の干渉効果により特定の波長に反射率をもたせる多層膜ミラーについて述べる。

(iii-a) 斜入射ミラー

軟X線領域では物質の反射率が低下するが、鏡面をもつ物質に軟X線を斜入射することによって反射率は改善する。ここでは、斜入射ミラーによる反射率の計算方法と凹面反射ミラーの結像特性について述べる。物質の反射率 R を求める方法を以下に示す。まず、一般に垂直入射でない場合においては反射率 R は P 偏光 (入射面と入射光の電場ベクトルが平行) と S 偏光 (入射面と入射光の電場ベクトルが垂直) に対する反射率 R_P 、 R_S の平均値として求めることができる。

$$R = \frac{(R_P + R_S)}{2} \quad (\text{A-10})$$

P 偏光および S 偏光に対する反射率 R_P 、 R_S は、以下のように複素振幅反射率 r_P 、 r_S の 2 乗で与えられる。

$$R_P = \tilde{r}_P \cdot \tilde{r}_P^* = |\tilde{r}_P|^2 \quad (\text{A-11a})$$

$$R_S = \tilde{r}_S \cdot \tilde{r}_S^* = |\tilde{r}_S|^2 \quad (\text{A-11b})$$

光が媒質 2 から媒質 1 へ入射して媒質 2 中に反射する場合の P 偏光に対する複素反射率 r_P および S 偏光に対する複素反射率 r_S は、フレネルの式を用いて以下のように求められる。

$$\tilde{r}_p = \frac{\tilde{n}_1 \cos \tilde{\theta}_2 - \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_1}{\tilde{n}_1 \cos \tilde{\theta}_2 + \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_1} = \frac{\tan(\tilde{\theta}_1 - \tilde{\theta}_2)}{\tan(\tilde{\theta}_1 + \tilde{\theta}_2)} \quad (\text{A-12a})$$

$$\tilde{r}_s = \frac{\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 - \tilde{n}_1 \cos \tilde{\theta}_1}{\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 + \tilde{n}_1 \cos \tilde{\theta}_1} = \frac{\sin(\tilde{\theta}_1 - \tilde{\theta}_2)}{\sin(\tilde{\theta}_1 + \tilde{\theta}_2)} \quad (\text{A-12b})$$

ここで、 θ_2 はミラーへの入射角、 θ_1 は以下の式で計算される媒質 2 中の複素屈折角で複素屈折率 n により以下の関係をもつ。入射角および屈折角はミラー面の法線からの角度である。ここでは、 n_2 は真空中の屈折率 (= 1)、入射角 θ_2 は実数である。

$$\tilde{n}_2 \sin \tilde{\theta}_2 = \tilde{n}_1 \sin \tilde{\theta}_1 \quad (\text{A-13})$$

ここで、 n_r 、 n_i はそれぞれ金属の複素屈折率の実部と虚部である。

$$\tilde{n}(\lambda) = n_r + in_i \quad (\text{A-14})$$

凹面の鏡面をもつ斜入射ミラーによって結像特性をもたせることができる。この結像の原理は、物点は楕円の 1 焦点の位置に置かれ、物点からでた光は楕円面によって他の焦点 (像点) に結像することを利用している。以下に 2 つの曲率をもつトロイダルミラーの配置図と結像の式を示す。

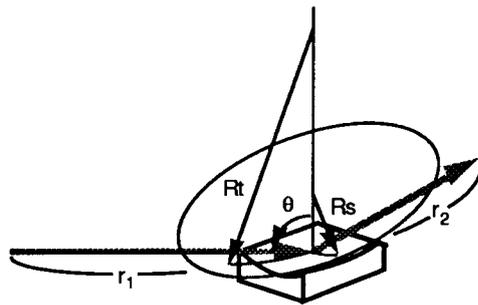


図 A.1 トロイダル斜入射ミラー

(入射面内の結像条件; tangential focusing)

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = \frac{2}{R_t \cdot \cos \theta} \quad (\text{A-15a})$$

(入射面に垂直な面内の結像条件; saggital focusing)

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = \frac{2 \cos \theta}{R_s} \quad (\text{A-15b})$$

ここで、 r_1 と r_2 は各焦点とミラーの距離である。一般に、下式の場合は収差が大きくなる。 r_1 を物点からミラーまでの距離、 r_2 をミラーから像点までの距離とすると結像倍率 M は以下のように表せる。

$$M = \frac{r_2}{r_1} \quad (\text{A-16})$$

この結像方式は、理想的には楕円曲面をもつミラーが必要であるが、通常は曲率半径 R をもつ円筒面に近似して使用する。1 つの円筒面を使用した系では集光は線状になる。2 つの楕円面を用いて上式の結像条件を満たすような Kirkpatrick-Baez 光学系や 1 枚のミラー面に 2 つの直交する曲率半径をもつトロイダルミラー (toroidal mirror) などによって 2次元の結像特性をもたせた光学系もある。

(iii-b) 多層膜ミラー [2]

本研究において軟X線レーザー光の複光路増幅やビーム計測を目的として軟X線領域の多層膜構造をもつミラーや偏光素子 (polarizer) を使用した。偏光素子は、直入射でないときのP偏光とS偏光の反射率が違う (P偏光の反射率が無視できるほど小さくなる) ことを利用したもので、基本的にはミラーと偏光ミラーは同じ式で計算できる。

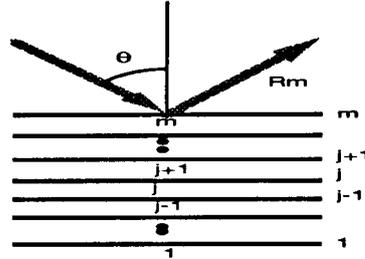


図 A.2 多層膜ミラー

ここでは、基板 (S) 上に積み重ねられた m 層の多層膜構造の反射について述べることにする。先述の斜入射ミラーの反射率の式を多層膜構造の平行平面膜に拡張すると、 m 個の界面について反射を考える必要がある。 j 番目の界面 ($j+1$ 層と j 層の間) に $j+1$ 層目から j 層目に入射して反射する実効複素振幅反射率 R_j は多重反射を考慮して以下の式で表せる。

$$\tilde{R}'_j = \frac{\tilde{r}'_j + \tilde{R}'_{j-1} e^{-i\varphi_j}}{1 + \tilde{r}'_j \tilde{R}'_{j-1} e^{-i\varphi_j}} \quad (\text{A-17})$$

ここで、 \tilde{r}'_j は複素振幅反射率であり、(A-12) に示した P 偏光と S 偏光に対するフレネルの式を拡張して以下の式になる。

$$\tilde{r}'_{P,j} = \frac{\tilde{n}_j \cos \tilde{\theta}_{j+1} - \tilde{n}_{j+1} \cos \tilde{\theta}_j}{\tilde{n}_j \cos \tilde{\theta}_{j+1} + \tilde{n}_{j+1} \cos \tilde{\theta}_j} = \frac{\tan(\tilde{\theta}_{j+1} - \tilde{\theta}_j)}{\tan(\tilde{\theta}_{j+1} + \tilde{\theta}_j)} \quad (\text{A-18a})$$

$$\tilde{r}'_{S,j} = \frac{\tilde{n}_{j+1} \cos \tilde{\theta}_{j+1} - \tilde{n}_j \cos \tilde{\theta}_j}{\tilde{n}_{j+1} \cos \tilde{\theta}_{j+1} + \tilde{n}_j \cos \tilde{\theta}_j} = -\frac{\sin(\tilde{\theta}_{j+1} - \tilde{\theta}_j)}{\sin(\tilde{\theta}_{j+1} + \tilde{\theta}_j)} \quad (\text{A-18b})$$

また、 φ_j は j 番目の媒質中における位相である。

$$\varphi_j = 2k\tilde{n}_j d_j \cos \tilde{\theta}_j = \frac{4\pi\tilde{n}_j d_j \cos \tilde{\theta}_j}{\lambda} \quad (\text{A-19})$$

また j 番目の媒質中の屈折角 $\tilde{\theta}_j$ はスネルの法則により以下の関係がある。

$$\tilde{n}_{j+1} \sin \tilde{\theta}_{j+1} = \tilde{n}_j \sin \tilde{\theta}_j \quad (\text{A-20})$$

結局、(A-20) 式は真空からミラーへの入射角 θ_0 によって以下の簡単な式に表せる。

$$\tilde{n}_j \sin \tilde{\theta}_j = \sin \theta_0 \quad (\text{A-21})$$

(A-17) 式を使って R_1 より R_j を順次計算していけば、実効複素振幅反射率 R_m が求められ大きさの 2 乗としてミラーの反射率 R が計算できる。

$$\tilde{R}_m = \frac{\tilde{r}_m + \tilde{R}'_{m-1} e^{-i\varphi_m}}{1 + \tilde{r}_m \tilde{R}'_{m-1} e^{-i\varphi_m}} \quad (\text{A-22a})$$

$$R = \tilde{R}_m \cdot \tilde{R}_m^* = |\tilde{R}_m|^2 \quad (\text{A-22b})$$

ところで、 \tilde{R}'_j は多層膜中の複素反射率を与えるものであるから多層膜の設計に用いるには不便である。j層目までのミラーの複素反射率 \tilde{R}'_j から \tilde{R}_m が計算できる方が設計上都合がよいので、以下にその方法について述べる。

まず、m+1層膜の反射率を考えると (A-17) から、

$$\tilde{R}_{m+1} = \frac{\tilde{r}_{m+1} + \tilde{R}'_m e^{-i\varphi_{m+1}}}{1 + \tilde{r}_{m+1} \tilde{R}'_m e^{-i\varphi_{m+1}}} \quad (\text{A-23})$$

となる。 d_{m+1} を薄くしていくと $d_{m+1} \rightarrow 0$ の極限において光は m 層目に直接入射することとなる。この極限では、(A-23) の左辺は \tilde{R}_m となるので、

$$\tilde{R}_m = \frac{\tilde{r}_{m+1} + \tilde{R}'_m}{1 + \tilde{r}_{m+1} \tilde{R}'_m} \quad (\text{A-24})$$

が成り立つ。(A-23) に (A-24) を代入して以下の式が得られる。

$$\tilde{R}_m = \frac{\tilde{r}_m (1 - \tilde{r}_m \tilde{R}_{m-1}) + (\tilde{R}_{m-1} - \tilde{r}_m) e^{-i\varphi_m}}{1 - \tilde{r}_m \tilde{R}_{m-1} + \tilde{r}_m (\tilde{R}_{m-1} - \tilde{r}_m) e^{-i\varphi_m}} \quad (\text{A-25})$$

この式は、多層膜の製作課程によって反射率が変化していく様子が計算できるので多層膜の設計には便利な形となっている。

また、多層膜ミラーへの入射角をブリュスター角に設定することにより偏光特性をもったミラーを設計することもできる。物質のある波長に対するブリュスター角において P 偏光のみの反射率がなくなる。その理由は、(A-18) において複素反射率 r_p の分母が無限大になるためである。

$$\tan(\tilde{\theta}_{j+1} + \tilde{\theta}_j) = \pm\infty \quad \text{すなわち} \quad \tilde{\theta}_{j+1} + \tilde{\theta}_j = 90^\circ \quad (\text{A-26})$$

このとき、

$$\sin \tilde{\theta}_j = \cos \tilde{\theta}_{j+1} \quad (\text{A-27})$$

なので、界面を形成する屈折率の満たす関係は以下のようになる。

$$\tan \tilde{\theta}_{j+1} = \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \quad (\text{A-28})$$

通常ミラーは、真空中で使用するので、 $n_{i+1} = 1$ である。波長約 20 nm において Mo の屈折率の実部が約 0.78 (n_i) であるので、Moミラーの真空に対するブリュスター角は約 38° である。

(iv) 回折素子

本論文には、様々な回折素子を用いた計測器や分光器が用いられている。それらは使用する回折素子によって以下のように分類される。

- (a) 反射型回折格子を用いた斜入射分光器 (Grazing Incidence Spectrometer)
- (b) 透過型回折格子を用いた透過型回折格子分光器
ゾンプレートを用いた集光光学系
- (c) 結晶のブラッグ回折を用いた結晶分光器

以下に上記の回折素子と計測器(分光器)の簡単な特性を述べる。

(iv-a1) 日立反射型回折格子 [7,8]

反射型回折格子の波長 λ の光に対する分散は以下の式で表せる。

$$\sin \beta(\lambda) = \sin \alpha - \frac{m\lambda}{d} \quad (\text{A-29})$$

ここで、 α は回折格子への入射角、 β は回折角、 m は次数、 d は回折格子溝の周期ある。入射角 α および回折角 β は回折格子面の法線からの角度である。

反射型回折格子は、溝のもつ角度(ブレイズ角)によって鏡面反射される波長が最も回折効率が高い。この波長をブレイズ波長(Blaze angle)という。ブレイズ角を回折格子面からの角度とすると、ブレイズ波長 λ_b は以下の式を満たす。

$$\beta(\lambda_b) = \alpha - 2\theta_b \quad (\text{A-30})$$

以下の表に、本研究で使用した平面結像型収差補正回折格子(日立製)の条件を示す。

この回折格子を使用した分光器の検出器上の位置 x は、波長の関数として以下のように表すことができる。

$$x(\lambda) = \ell_{G-D} \cdot \tan[90^\circ - \beta(\lambda)] \quad (\text{A-31})$$

ここで、 ℓ_{G-D} は回折格子の中心から検出器までの距離である。本研究に使用した分光器では235mmである。また、分光スリットから回折格子の中心までの距離は237mmであった。

表 A.1 平面結像型収差補正反射型回折格子の特性(日立製)

溝数	近似平面結像波長範囲	入射角	ブレイズ角	ブレイズ波長	曲率半径
1200 lines/mm [7]	5 ~ 20 nm	87.0°	3.2°	10 nm	5649 mm
2400 lines/mm [8]	1 ~ 5 nm	88.8°	1.9°	1.5 nm	15920 mm

(iv-b1) 透過型回折格子 (Transmission Grating) [9,10]

透過型回折格子の波長 λ に対する分散は以下の式で表せる。

$$d \cdot \sin \theta(\lambda) = m \cdot \lambda \quad (\text{A-32})$$

ここで、 d は回折格子の周期、 θ は回折角、 m は次数である。回折角 θ は光線の進行方向と回折光のなす角度であり、通常非常に小さい($\theta \ll 0$ 、 $\cos \theta \sim 1$)。

また、検出器上の位置 x と波長の関係は以下になる。

$$x(\lambda) = \ell_{G-D} \tan \theta(\lambda) \approx m \frac{\ell_{G-D}}{d} \lambda \quad (\text{A-33})$$

ここで、 ℓ_{G-D} は回折格子 G から検出器 D までの距離である。

透過型回折格子分光器の波長分解能 $\Delta\lambda$ は、主に回折格子の開口と光源の大きさによって決まる。

$$\Delta\lambda = \frac{d}{\ell_{G-D}} \left(\frac{\ell_{S-G} + \ell_{G-D}}{\ell_{S-G}} A + \frac{\ell_{G-D}}{\ell_{S-G}} S \right) \quad (\text{A-34})$$

ここで、A は回折格子の開口の大きさ、S は光源の大きさ、 ℓ_{S-G} は光源から回折格子までの距離である。

回折効率 η は、回折格子を構成する物質が十分不透明であるならば、回折の次数 m の関数として以下の式で表せる。

$m = 0$ のとき

$$\eta_m = \left(\frac{a}{d} \right)^2 \quad (\text{A-35a})$$

$m \neq 0$ のとき

$$\eta_m = \left\{ \frac{\sin \left[\left(\frac{a}{d} \right) m \pi \right]}{m \pi} \right\}^2 \quad (\text{A-35b})$$

波長 1 nm 以下 ($h\nu > 1 \text{ keV}$) の X 線では、透過型回折格子によく使用される金も透明とはいえなくなる。このような場合には、透過型回折格子の格子の透過による位相や強度の影響も考えて以下の式を使用する必要がある。

$m = 0$ のとき

$$\eta_m = \left(\frac{a}{d} \right)^2 + \left(1 - \frac{a}{d} \right)^2 \exp(-2n_i k z) + 2 \left(\frac{a}{d} \right) \left(1 - \frac{a}{d} \right) \exp(-2n_i k z) \cos(n_r k z) \quad (\text{A-36a})$$

$m \neq 0$ のとき

$$\eta_m = \left\{ \frac{\sin \left[\left(\frac{a}{d} \right) m \pi \right]}{m \pi} \right\}^2 [1 + \exp(-2n_i k z) - 2 \exp(-2n_i k z) \cos(n_r k z)] \quad (\text{A-36b})$$

ここで、 d は回折格子の周期、 a は回折格子の開口部の幅、 k は波数 (wave number)、 n_r と n_i はそれぞれ複素屈折率の実部と虚部である。開口率 (a/d) の関数となっている。

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

特に $a/d = 0.5$ で回折格子を構成する物質が完全に不透明であるとき ($\exp(-2n_i k z) \ll 1$)、式 (A-36) は以下のようになり、偶数次の回折光の影響がなくなることがわかる。

$m = 0$ のとき

$$\eta_m = \left(\frac{a}{d}\right)^2 = 0.25 \quad (\text{A-37a})$$

m が奇数 (m < 0) のとき

$$\eta_m = \frac{1}{\pi^2 m^2} \quad (\text{A-37b})$$

m が偶数 (m < 0) のとき

$$\eta_m = 0 \quad (\text{A-37c})$$

(A-37) により計算される回折効率を表 A.3 に示した。総合効率 η_{total} は、開口率 (a/d) に等しい。

表 A.2 開口率 (a/d) が 0.5 のときの回折効率 η_m

次数m	回折効率 η_m
0	0.25 (=0.5 ²)
±1	0.10 (=1/π ²)
±2	0
±3	0.011 (=1/9π ²)
±4	0
±5	0.004 (=1/25π ²)
総合効率 η_{total}	0.5

(iv-b2) ゾーンプレート (Zone Plate) [6,11]

ゾーンプレートは、円形の回折格子である。ここでは最も簡単なゾーンプレートとして、平面波を使用する場合のフレネルゾーンプレートは透明の環と不透明の環の繰り返しの形状をもつもの考えることとする。各環を通った光は、2π の位相差 (1波長の光路差) をもつように設計されており、環を構成する n 番目の縁の中心からの半径 r_n は、以下の式を満たす。

$$r_n^2 + f^2 = \left(f + n \frac{\lambda}{2}\right)^2 \quad (\text{A-38})$$

ここで、f はゾーンプレートの焦点距離、λ は波長である。上式より、 r_n は以下の式によって求められることとなる。

$$r_n^2 = nf\lambda + \frac{n^2\lambda^2}{4} \quad (\text{A-39})$$

軟X線領域では、 $f \gg \lambda$ であり、製作上の問題で n はあまり大きくならないので右辺第 2 項は無視してもよいことになる。ここで、製作上の問題とは n が大きくなるにしたがって線幅 δr_n が小さくなり製作限界となるためであり、結果としてゾーンプレートはあまり大きくならないことになる。例えば、波長 20 nm の光に対するゾーンプレートを焦点距離 10 mm で設計するとき、線幅の製作限界を 0.5 μm とすると n は 200 までに制限される。このとき、ゾーンプレートの半径 r_{200} は 200 μm である。

また、点光源からの発光をゾーンプレートによって結像する場合、結像条件は焦点距離 f を用いて以下の式

で近似できる。

$$\frac{1}{l_{O-ZP}} + \frac{1}{l_{ZP-I}} = \frac{1}{f} \quad (\text{A-40})$$

ここで、 l_{S-ZP} および l_{ZP-I} はそれぞれゾーンプレート (ZP) から物点 (O) および像点 (I) までの距離である。このとき、ゾーンプレートの形状は厳密には (A-39) のようにはならない。しかし、光源がゾーンプレートまでの距離 l_{O-ZP} がゾーンプレートの大きさに比べて十分大きいとすると、結果的に (A-40) で近似できることになる。

ゾーンプレートの効率を、以下のように考えることができる。まず、ゾーンプレートの開口率はゾーンの半径によって囲まれる面積割合である。ゾーンの総面積は開口部の面積と不透明部の面積の和として以下の式で表すことができる。

$$\sum_{n=1}^N \pi(r_n^2 - r_{n-1}^2) = \sum_{m=1}^{\frac{N}{2}} \pi(r_{2m}^2 - r_{2m-1}^2) + \sum_{m=1}^{\frac{N}{2}} \pi(r_{2m-1}^2 - r_{2m-2}^2) \quad (\text{A-41})$$

便宜上、ゾーンの総数 N を偶数とした。波長 λ が焦点距離 f に比べて小さい ($\lambda \ll f$) ので式 (A-41) の右辺第2項は無視することとすると、半径の2乗の差は定数となる (各ゾーンの面積が等しい)。結果として式 (A-41) の右辺の第1項と第2項は等しくなり、開口率は約 0.5 となる。上述のように各ゾーンを透過する光量が等しい (各ゾーンの面積が等しい) ので、開口率 0.5 をもつ透過型回折格子の回折効率と同じ特性をもつと考えられる。焦点位置には1次光が集光することから理想的なゾーンプレートの集光効率 η_{ZP} は、透過型回折格子の1次の回折効率 η_{TG} と同じ約 10% ($= 1/\pi^2$) になると考えられる。

ゾーンプレートを構成する物質の透過率が無視できない場合には、透過型回折格子の場合と同様に複素屈折率を考慮しなければならなくなり、集光特性に影響する。また、この延長として不透明部を位相シフトするように設計して集光効率を向上することもできる。

ゾーンプレートの回折限界での分解能 Δ は、以下の式で与えられる。

$$\Delta \cong 1.22 \delta r_N \cong 1.22 \frac{r_N}{2N} \quad (\text{A-42})$$

ここで、 N はゾーンの総数、 r_N はゾーンプレートの半径、 δr_N は最外殻のゾーンの幅である。

(iv-c) 結晶のブラッグ回折を用いた結晶分光器 (crystal Spectrometer)

結晶分光器は、結晶の格子面の規則配列を利用し、ブラッグ回折 (Bragg diffraction) により反射特性をもたせたものである。結晶面は、単結晶の研磨面またはラングミュア-プロジェクト膜 (Langmuir-Blodgett Film) の多層膜によって得られる。

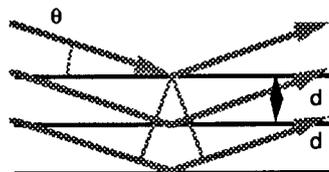


図 A.3 ブラッグ反射

波長 λ の光に対するブラッグの回折条件は以下の式で表せる。

$$2d \cdot \sin \theta = m \cdot \lambda \quad (\text{A-43})$$

ここで、 d は結晶面間の間隔 ($2d$ は格子定数)、 θ は入射角 (回折角)、 m は次数である。回折角 θ は慣例にしたがって結晶面と回折光のなす角とする。式 (A-43) から、分光できる波長は結晶の格子定数と入射角によって決まるので、ある結晶上で特定の波長には結晶面の特定の位置だけが関係することになる。広い波長範囲を分光するときには入射角範囲をカバーする長い結晶が必要となるが、結晶面の長さとは回折効率は無関係である。また、基本的には反射型の光学素子なので、斜入射ミラーと同様に凹面によって結像特性をもたせることも可能である。

表 A.3 に、本研究の結晶分光器に使用した結晶の仕様を示した。

表 A.3 各種結晶の格子定数と分光波長域 [6]

結晶	格子定数 $2d$ (結晶面)	波長域
TIAP (Thallium hydrogen phthalate) $\text{TIHC}_8\text{H}_4\text{O}_4$	25.9Å (100)	2.26-24.7Å
PET (Pentaerythritol) $\text{C}(\text{CH}_2\text{OH})_4$	8.742Å (002)	0.762-8.34Å
KAP (Potassium hydrogen phthalate) $\text{KHC}_8\text{H}_4\text{O}_4$	26.632Å (100)	2.32-25.41Å

(v) 軟X線フィルムおよび検出器

本研究では、軟X線およびX線を測定する目的でフィルムなどの検出器を使用した。ここに、簡単に各検出器の諸特性について述べることにする。

(v-a) フィルム

時間積分計測の検出器として軟X線フィルムおよびX線フィルムを使用した。

(iv-a1) Kodak 101-07 [12,13]

Kodak 101-07 フィルムは、軟X線レーザーの研究に広く使用されてきたフィルムである。

乳剤がむき出しで、コーティングによる軟X線の吸収がないのが特徴である。

表 A.4 軟X線フィルムKodak 101-07の現像方法

処理	処理液	処理時間	処理温度
前水洗	イオン交換水	2min.	
現像	D-19 (2倍希釈)	4min.	20°C
停止	酢酸入イオン交換水	30sec.	
定着	Fuji Super Fix	5min.	-
水洗	水道水	30min.	-
乾燥	Drywell&自然乾燥	-	-

Kodak101-07 フィルムに対する HD 曲線の式は、波長 11 Å に対して以下のように求められた。

$$D_{101} = D_{101, fog} + 10.5 \cdot \ln \left(\frac{6.09 + I}{6.09 + 0.816 \cdot I} \right) \quad (\text{A-44a})$$

$$I = \frac{6.09 \left\{ \exp\left(\frac{D_{101} - D_{101, \text{fog}}}{10.5}\right) - 1 \right\}}{1 - 0.816 \cdot \exp\left(\frac{D_{101} - D_{101, \text{fog}}}{10.5}\right)} \quad (\text{A-44b})$$

ここで、フォグレベル $D_{101, \text{fog}}$ は以下の値である。

$$D_{101, \text{fog}} = 0.15 \quad (\text{A-44c})$$

$D_{101} - D_{101, \text{fog}} \sim 1$ となる光量は、約 5.9 photons/ μm^2 である。

(v-a2) ILFORD Q-plate

本来 ILFORD Q-plate は、原子質量分析に使用されてきた乾板である。また、Kodak 101-07 と同じく乳剤がむき出しである（コーティングがない）。軟X線波長域にも感度があることがわかり、生産中止になった Kodak 101-07 に代って軟X線レーザーの実験に使用されている。分解能（銀粒子の大きさ）は Kodak 101-07 とほぼ同じであるが、感度は Kodak 101-07 より少し低い。

表 A.5 軟X線フィルム ILFORD Q-plate の現像方法（推奨）

処理	処理液	処理時間	処理温度
前水洗	なし	-	-
現像	ILFORD Phenisol (5倍希釈)	5min.	20°C
停止	酢酸入イオン交換水	30sec.	-
定着	Fuji Super Fix	5min.	-
水洗	水道水	30min.	-
乾燥	Drywell&自然乾燥	-	-

ILFORD Q-plate に対する HD 曲線の式は、波長 11 Å に対して以下のように求められた。

$$D_{QP} = D_{QP, \text{fog}} + 10.5 \cdot \ln\left(\frac{7.18 + I}{7.18 + 0.825 \cdot I}\right) \quad (\text{A-45a})$$

$$I = \frac{7.18 \left\{ \exp\left(\frac{D_{QP} - D_{QP, \text{fog}}}{10.1}\right) - 1 \right\}}{1 - 0.825 \cdot \exp\left(\frac{D_{QP} - D_{QP, \text{fog}}}{10.1}\right)} \quad (\text{A-45b})$$

ここで、フォグレベル $D_{QP, \text{fog}}$ は以下の値である。

$$D_{QP, \text{fog}} = 0.15 \quad (\text{A-45c})$$

波長 11 Å に対して、 $D_{QP} - D_{QP, \text{fog}} \sim 1$ となる光量は、約 8.4 photons/ μm^2 である。

また、波長 23.4 nm に対して求めた感度曲線の式は、以下のようになった。

$$I = \frac{120.2 \left\{ \exp\left(\frac{D_{QP,234} - D_{QP,fog}}{0.862}\right) - 1 \right\}}{1 - 0.168 \cdot \exp\left(\frac{D_{QP,234} - D_{QP,fog}}{0.862}\right)} \quad (A-45a')$$

$$D_{QP,234} = D_{QP} + 0.862 \cdot \ln\left(\frac{120.2 + I}{120.2 + 0.168 \cdot I}\right) \quad (A-45b')$$

$$D_{QP,fog} = 0.10 \quad (A-45c')$$

波長 23.4 nm に対して、 $D_{QP} - D_{QP,fog} \sim 1$ となる光量は、約 570 photons/ μm^2 である。

(iv-a3) FUJI MI-FX

結晶分光器に使用したフィルムは、FUJI MI-FXである。このフィルムの特性は、文献 [14] を参照した。

表 A.6 X線フィルムFUJI MI-FXの現像方法

処理	処理液	処理時間	処理温度
前水洗	なし	-	-
現像	FUJI Rendol	5min.	20°C
停止	酢酸入イオン交換水	30sec.	-
定着	Fuji Super Fix	5min.	-
水洗	水道水	30min.	-
乾燥	Drywell&自然乾燥	-	-

FUJI MI-FX に対する HD 曲線の式は、以下の式である。

$$I = 10^{\left\{ 8.082(D - D_{MIFX,fog})^{6.24 \times 10^{-2}} + 2.91 \times 10^{-2} (D - D_{MIFX,fog})^{31.52} \right\}} \quad (A-46a)$$

$$D_{MIFX,fog} = 0.4 \quad (A-46b)$$

(v-b) フォトレジスト (photoresisit)

本研究で使用したフォトレジストは PMMA (polymethylmethacrylate) である。フォトレジストは分解能はフィルムより高い (数 nm 程度) ので、ホログラフィーなどの高分解検出器として注目されている。ただし、感度がフィルムに比べて低いことが問題である。本研究では、軟X線レーザー光によるホログラフィーの実験に使用した。

(v-c) X線 CCD (Charge Coupled Device)

軟X線領域では物質の吸収率が高いので、CCD の前面にある窓材や酸化膜などの保護膜の吸収により CCD の感度が低下する。また表面に配線されている薄い電極の作る領域も数 keV 以上の光子に対しては透過することができるが、軟X線領域では dead zone と呼ばれ CCD の効率を低下する 1つの要因である。これらの要因によって、CCD はそのままでは軟X線検出器としては感度が低く、使用が難しいとされている。しかし、固体素子のもつ特性 (広いダイナミックレンジ、線型応答特性や高い信頼性など) の理由により軟

X線領域の固体素子の開発が期待されている。

最近では、CCDの感度を高くする様々な工夫がなされている。例えば、窓材を使用しないもの、酸化膜を薄くしたものや電極のない裏面を受光面として使用したものなどはすでに実用化されている。

本実験では、表面の酸化膜層の厚さが薄い(0.2 μm 程度)軟X線用CCDを波長約20 nmの軟X線レーザー光の検出器として使用して実験を行なった(第7章参照)。このCCDの分解能(1画素の大きさ)は18 μm であった。実験の結果は、軟X線フィルムとほぼ同じ程度の感度をもつことがわかった。

(v-d) MCP (Micro Channel Plate)

本実験では使用しなかったが、マイクロチャンネルプレート(MCP)はCCDと同じく固体の検出素子として重要なものである。MCPは、小さな穴が二次元に規則的に並んだような構造をもつプレート状のもので、両端に高電圧をかけて使用する。軟X線がMCPの1つの穴に入り壁に当たると、壁面から出た光電子が電界により加速されて壁面に当たりながら電子の増倍が生じる。このように、1つ1つの穴が小さな光電子増倍管(photo-multiplier)のようなふるまいをする。検出方法は、MCPで増倍された光電子を蛍光面

(phosphor)に照射し、発生した蛍光を可視域のCCDで検出する。検出の過程が複雑なので、特性に個体差がでやすいが、光電子の増倍効果により微小な光量を検出する固体素子としては重要である。

参考文献

- [1] 青木貞雄, 応用物理 56 (1987) 342.
- [2] A.G.Michette, *Optical Systems for Soft X Rays* (Plenum, New York)
- [3] R.E.Burge, Royal Institution Proceedings 64 p.137.
- [4] D.Attwood, Phys.Today (August 1992) 24.
- [5] B.L.Henke, P.Lee, T.J.Tanaka, R.L.Shimabukuro, and B.K.Fujiwara, Atomic Data and Nuclear Data Tables 27 (1982) 1.
- [6] X-ray Data Booklet (Lawrence Berkeley Laboratory, California, 1986)
- [7] T.Kita, T.Harada, N.Nakano, and H.Kuroda, Appl. Opt. 22 (1983) 512.
- [8] N.Nakano, H.Kuroda, T.Kita, and T.Harada, Appl. Opt. 23 (1984) 2386.
- [9] M.Koeda, K.Iwahashi, H.Aritome and S.Namba, Shimadzu Review 44 (1988) 359.
- [10] K.Eidmann, G.D.Tsakiris, M.Kuhne, and P.Muller, J. X-ray Science and Technology, 2 (1990) 259.
- [11] R.Tatchyn, P.L.Csonka, and I.Lindau, J.Opt.Soc.Am.B 1 (1984) 806.
- [12] B.L.Henke, S.L.Kwok, J.Y.Uejio, H.T.Yamada, and G.C.Young, J. Opt. Soc. Am. B 1 (1984) 818.
- [13] B.L.Henke, F.G.Fujiwara, and M.A.Tester and C.H.Dittmore and M.A.Palmer, J.Opt. Soc. Am. B 1 (1984) 828.
- [14] 宮永憲明博士論文 (大阪大学)

[付録B] コヒーレント光学 [1,2,3]

[B.1] 回折 (Diffraction)

フレネル (A.J.Fresnel) は、波面上の各点がそれぞれ新たな波源となって、その包絡面が次の波面を形成するというハイヘンス (C.Huygens) の仮定に基づき、図 B1.1 に示される系のP点の複素振幅を導いた。

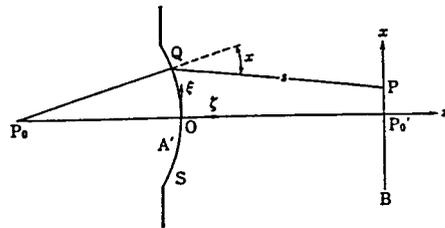


図 B1.1 開口によるフレネル回折

P_0 点を単色点光源 (波長 λ) とし、開口 A' を通る球面波を S とする。球面波面 S 上の任意の点 Q に対して直線 P_0Q と直線 QP のなす角を χ とするとスクリーン B 上の任意の点 P の複素振幅 $U(P)$ は以下のように表すことができる。

$$U(P) = \frac{A \cdot \exp(ikr_0)}{r_0} \iint_S K(\chi) \frac{\exp(iks)}{s} dS \quad (B1-1)$$

ここで、 k は波数 (B1-2)、 r_0 は P_0 点から Q 点までの距離、 s は点 Q から受光点 P までの距離である。インクリネーション係数 $K(\chi)$ はキルヒホッフ (G.R.Kirchhoff) によって数学的に求められた。

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (B1-2a)$$

$$K(\chi) = -\frac{i}{2\lambda} (1 + \cos \chi) \quad (B1-2b)$$

式 (B1-1) は、 S 上の複素振幅 (積分外の項) を S 上の角要素 dS から P 点に到達する複素振幅にインクリネーション係数 (inclination factor) $K(\chi)$ をかけたものを P 点でたし合わせたものである。開口 A' の大きさが r_0, s に比べて十分小さい場合には、 $\chi \approx 0$ ($1 + \cos \chi \approx 2$) と考えられインクリネーション係数 $K(\chi)$ は定数となる。

$$U(P) = -\frac{i}{\lambda} \frac{A \cdot \exp(ikr_0)}{r_0} \iint_S \frac{\exp(iks)}{s} dS \quad (B1-3)$$

開口 A' の大きさが、 P_0Q や QP に比べて十分小さい場合、積分項の分母 s は近似的に定数 b としてよいが、分子は s の波長程度の変化にも敏感であるので近似は許されない。

$$U(P) = -\frac{i}{\lambda \cdot b} \frac{A \cdot \exp(ikr_0)}{r_0} \iint_S \exp(iks) dS \quad (B1-4)$$

今後の計算の複雑さを避けるために (B1-4) 式の積分項を $U'(P)$ とする。

$$U'(P) = \iint_S \exp(iks) dS \quad (B1-5)$$

また、 $U(P)$ 、 $U'(P)$ の複素共役の2乗として求められる強度をそれぞれ $I(P)$ 、 $I'(P)$ とする。

Q 点の座標を $(x, z) = (\xi, \zeta)$ として1次元の分布を考えることとすると、図 B1.1 より、

r_0 は以下の式を満たす。

$$s = \sqrt{(\xi - x)^2 + (-b + \zeta)^2} \tag{B1-6a}$$

$$r_0 = \sqrt{\xi^2 + (r_0 + \zeta)^2} \tag{B1-6b}$$

$$\zeta \approx -\frac{\xi^2}{2r_0}$$

(B1-6b) 式より近似的に $\frac{\xi^2}{2r_0}$ とおけるので、 s の展開式は以下ようになる。

$$s = b \left(1 + \frac{x^2}{2b^2} \right) - \left\{ \frac{x \cdot \xi}{b} - \frac{(r_0 + b)\xi^2}{2b \cdot r_0} \right\} + \dots \tag{B1-7}$$

ξ は r_0 や b に比べて十分小さく、 x も ξ と同じオーダーの値であるから、通常は s の展開式として第2項までとれば十分である。 $dS \cdot d\xi$ であるから、結局P点の $U'(P)$ は以下ようになる。

$$U'(P) = \exp \left\{ ikb \left(1 + \frac{x^2}{2b^2} \right) \right\} \int_s \exp \left[-ik \left\{ \frac{x\xi}{b} - \frac{(r_0 + b)\xi^2}{2br_0} \right\} \right] d\xi \tag{B1-8}$$

または

$$U'(P) = \exp \left\{ ikb \left(1 + \frac{x^2}{2b^2} \right) \right\} (C_0 - iS_0) \tag{B1-9}$$

ここで、

$$C_0 = \int_s \cos \left[k \left\{ \frac{x\xi}{b} - \frac{(r_0 + b)\xi^2}{2br_0} \right\} \right] d\xi \tag{B1-9a}$$

$$S_0 = \int_s \sin \left[k \left\{ \frac{x\xi}{b} - \frac{(r_0 + b)\xi^2}{2br_0} \right\} \right] d\xi \tag{B1-9b}$$

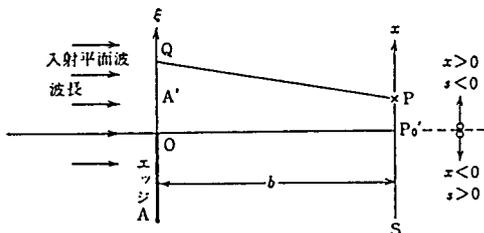
また、P点の強度分布 $I'(P)$ は以下のように表される。

$$I'(P) = U'(P) \cdot U'^*(P) = C_0^2 + S_0^2 \tag{B1-10}$$

(B1-8) (B1-9) 式の積分項には必然的に ξ の2次の項を含んでいる。積分項に ξ の1次の項のみを含む場合、 C_0, S_0 の計算は簡単で、2次の項を含む場合は面倒である。必然的に ξ^2 の項を含む場合をフレネル回折と称する。P点が P_0 点に対してレンズ共役の位置にある場合、 ξ^2 の項は消失して1次の項のみが残るので、このような場合をフラウンホーファー回折と称する。

(i) フレネル回折

フレネル回折の最も重要な例として、エッジ上のスクリーンAに平面波が入射した場合を考える。



$s = -\sqrt{2\lambda b} x$. この s は \vec{QP} の意味でない

図 B1.2 エッジによる平面波のフレネル回折

平面波は r_0 を無限大の場合であり、(B1-8)式において $r_0 \rightarrow \infty$ とおくと

$$U'(P) = \exp(ikb) \int_s \exp\left\{ ik \frac{(\xi - x)^2}{2b} \right\} d\xi \quad (\text{B1-11})$$

ここで、 $u = \sqrt{\frac{2}{\lambda \cdot b}}(\xi - x)$ とおくと

$$U'(P) = \exp(ikb) \sqrt{\frac{\lambda \cdot b}{2}} \int_s \exp\left(i \frac{\pi}{2} u^2 \right) du \quad (\text{B1-12})$$

以下に示す C_1 および S_1 によっても表すことができる。

$$U'(P) = \exp(ikb) \sqrt{\frac{\lambda \cdot b}{2}} (C_1 + iS_1) \quad (\text{B1-13})$$

ここで、

$$C_1 = \int_s \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) du = \frac{1}{2} - \int_0^s \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) du \quad (\text{B1-13a})$$

$$S_1 = \int_s \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) du = \frac{1}{2} - \int_0^s \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) du \quad (\text{B1-13b})$$

(B1-13)式には、以下の積分範囲や公式を考慮した。

$$0 \leq \xi \leq \infty \quad \text{すなわち} \quad -\sqrt{\frac{2}{\lambda \cdot b}} x \leq u \leq \infty$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) du = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) du = 1 \quad (\text{B1-14})$$

また、積分項中の s は以下の値である。

$$s = -\sqrt{\frac{2}{\lambda b}} x \quad (\text{B1-15})$$

標準化した強度 $I_{\text{Norm.}}(P)$ は、以下のようになる。

$$I_{\text{Norm.}}(P) = \frac{C_1^2 + S_1^2}{2} \quad (\text{B1-16})$$

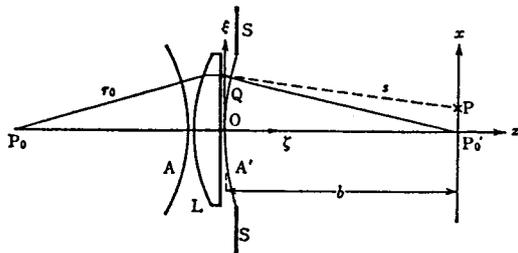
、図 B1. に示すグラフとなる。Fig. B1-2 において $s=0$ は、エッジの光線ベクトルの延長点である。また、 s は (B1-15) 式によって位置 x におきかえることができる。表 B1.1 は、比強度 $I_{\text{Norm.}}(P)$ をパラメータ s について表している。

表 B1.1 エッジによるフレネル回折波の比強度

パラメータ s	比強度 $I_{\text{Norm.}}$	
$+\infty$	0	
0	0.25	
-1.217	1.370	第1極大
-1.873	0.778	第1極小
-2.345	1.199	第2極大
-2.739	0.843	第2極小
-3.002	1.146	第3極大
-3.391	0.872	第3極小
$-\infty$	1.00	

(ii) フラウンホーファー回折

像点Pが点P₀とレンズの共役の位置にある場合には、(B1-4) 式のξの1次の項のみとなる。



P₀: 物点, P₀': P₀の近軸像点, A: 入射波面, A': 屈折波面.
r₀=[P₀Q]=[P₀Q], s=[QP]

図 B1.3 レンズによるフラウンホーファー回折

図 B1.3 に示す系を考えると、(B1-4) 式は以下のようなになる。

$$U(P) = -\frac{i}{\lambda} \frac{A \cdot \exp(ikr_0)}{r_0} \iint_{A'} \frac{\exp(iks)}{s} dS \quad (B1-17)$$

ここで、P₀'はP₀の近軸像点とすると、A'はレンズを屈折した波面で点P₀'を中心とした球面である。

$$s^2 = (\xi - x)^2 + (\zeta - b)^2 \quad (B1-18a)$$

$$\xi^2 + (\zeta - b)^2 = b^2 \quad (B1-18b)$$

上の2式から、sの展開式は以下のようなになる。

$$s^2 = b^2 \left(1 + \frac{x^2}{b^2} - 2 \frac{x\xi}{b^2} \right) = b^2 \left(1 - 2 \frac{x\xi}{b^2} \right) \quad (B1-19)$$

sの展開式の近似式として以下の式を得る。

$$s \approx b - \frac{x\xi}{b} \quad (B1-20)$$

結局、受光面を2次元に拡張して (B1-8) は以下のようなになる。

$$U'(P) = \exp(ikb) \iint_{A'} \exp\left\{-i\frac{k}{b}(x\xi + y\eta)\right\} d\xi d\eta = \exp(ikb) \cdot (C_2 - iS_2) \quad (\text{B1-21})$$

ここで、

$$C_2 = \iint_{A'} \cos\left\{\frac{k}{b}(x\xi + y\eta)\right\} d\xi d\eta \quad (\text{B1-21a})$$

$$S_2 = \iint_{A'} \sin\left\{\frac{k}{b}(x\xi + y\eta)\right\} d\xi d\eta \quad (\text{B1-21b})$$

以下に例として、スリット状の開口および円形開口に対するフラウンホーファー回折像を計算した結果を示す。

(ii-a) スリット状開口の回折像

例として、1次元のスリット状開口を考えることとする。このとき、(B1-21) 式の C_2 、 S_2 に含まれる y 、 η は無視できるので、

$$C_2' = \int_{A'} \cos\left(\frac{k}{b}x\xi\right) d\xi \quad (\text{B1-22a})$$

$$S_2' = \int_{A'} \sin\left(\frac{k}{b}x\xi\right) d\xi \quad (\text{B1-22b})$$

幅 $2a$ をもつスリット状開口に対して、(B1-22) 式は

$$C_2' = \int_{-a}^a \cos\left(\frac{k}{b}x\xi\right) d\xi = \int_{-a}^a \cos\left(\frac{kx\xi}{b}\right) d\xi = 2a \cdot \text{Sinc}\left(\frac{kax}{b}\right) = 2a \left[\frac{\sin\left(\frac{kax}{b}\right)}{\left(\frac{kax}{b}\right)} \right] \quad (\text{B1-23a})$$

$$S_2' = \int_{-a}^a \sin\left(\frac{k}{b}x\xi\right) d\xi = \int_{-a}^a \sin\left(\frac{kx\xi}{b}\right) d\xi = 0 \quad (\text{B1-23b})$$

このように、スリット開口からのフラウンホーファー回折像は Sinc 関数にしたがうことがわかる。結果として標準化した強度 $I_{\text{Norm.}}(P)$ は

$$I_{\text{Norm.}}(x, y) = \text{Sinc}^2\left(\frac{kax}{b}\right) = \left[\frac{\sin\left(\frac{kax}{b}\right)}{\left(\frac{kax}{b}\right)} \right]^2 \quad (\text{B1-24})$$

表 B1.2 に、この比強度 $I_{\text{Norm.}}(X)$ を示した。P 点の位置 x はパラメータ X を用いて規格化している。

$$X = \frac{kax}{b} = \frac{2\pi ax}{\lambda b} \quad (\text{B1-25})$$

表 B1.2 スリット開口によるフラウンホーファー回折像の比強度と極大値

パラメータX	比強度 $I_{\text{Norm.}}(X)$	
0	1	第1極大
π (=3.142)	0	第1極小
4.493	0.0472	第2極大
2π (=6.283)	0	第2極小
7.725	0.0165	第3極大
3π (=9.425)	0	第3極小
10.904	0.0083	第4極大

矩形開口をもつスリットでは2次元に拡張して (B1-8) 式は以下ようになる。直交する座標系に対して分離して考えることができるので、結果として複素振幅や強度は直交する各成分の掛け合わせの結果となる。

$$C_2 = \int_{-a'}^a \int_{-a}^a \cos\left\{\frac{k}{b}(x\xi + y\eta)\right\} d\xi d\eta = \int_{-a}^a \cos\left(\frac{kx\xi}{b}\right) d\xi \cdot \int_{-a'}^a \cos\left(\frac{ky\eta}{b}\right) d\eta = 2a \left[\frac{\sin\left(\frac{kax}{b}\right)}{\left(\frac{kax}{b}\right)} \right] \cdot 2a' \left[\frac{\sin\left(\frac{ka'y}{b}\right)}{\left(\frac{ka'y}{b}\right)} \right]$$

$$S_2 = \int_{-a'}^a \int_{-a}^a \sin\left\{\frac{k}{b}(x\xi + y\eta)\right\} d\xi d\eta = \int_{-a}^a \sin\left(\frac{kx\xi}{b}\right) d\xi \cdot \int_{-a'}^a \sin\left(\frac{ky\eta}{b}\right) d\eta = 0 \quad (\text{B1-26a,26b})$$

標準化した強度分布 $I_{\text{Norm.}}(x,y)$ は以下のようになる。

$$I_{\text{Norm.}}(x,y) = \text{Sinc}^2\left(\frac{kax}{b}\right) \cdot \text{Sinc}^2\left(\frac{ka'y}{b}\right) = \left[\frac{\sin\left(\frac{kax}{b}\right)}{\left(\frac{kax}{b}\right)} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{ka'y}{b}\right)}{\left(\frac{ka'y}{b}\right)} \right]^2 \quad (\text{B1-27})$$

(ii-b) 円形開口の回折像

半径 a の円形開口に対するフラウンホーファー回折像は、円盤状となる。これをエアリーディスク (Airy's disk) と呼ぶ。系が回転対称であることから ξ, ζ, x, y を以下のように回転座標系におきかえて計算することができる。

$$\begin{aligned} \xi &= \rho \cdot \cos \theta, \quad \eta = \rho \cdot \sin \theta \\ x &= r \cdot \cos \phi, \quad y = r \cdot \sin \phi \end{aligned} \quad (\text{B1-28})$$

(B1-21) 式に代入して、

$$U'(P) = \int_0^a \int_0^{2\pi} \exp\left\{-i\frac{k}{b}r\rho \cos(\theta - \phi)\right\} \rho d\rho d\theta = 2\pi a^2 \frac{J_1\left(\frac{kar}{b}\right)}{\left(\frac{kar}{b}\right)} \quad (\text{B1-29})$$

ここで、 $J_1(X)$ は第1種第1位のベッセル (Bessel) 関数である。標準化した強度 $I_{\text{Norm.}}(r)$ は以下のようになる。

$$I_{\text{Norm.}}(r) = \text{Besinc}^2\left(\frac{kar}{b}\right) = \left[\frac{2J_1\left(\frac{kar}{b}\right)}{\left(\frac{kar}{b}\right)} \right]^2 \quad (\text{B1-30})$$

表 B1.3 に、比強度 $I_{\text{Norm.}}(r)$ つまり $\text{Besinc}^2(X)$ のようすを示した。中心からの距離 r は以下のように規格化した。

$$X = \frac{kar}{b} = \frac{2\pi ar}{\lambda b} \quad (\text{B1-31})$$

表 B1.3 円形開口によるフラウンホーファー回折像の比強度と極大値

パラメータX	比強度 $I_{\text{Norm.}}(X)$	
0	1	第1極大
3.833	0	第1極小 (第1暗縞)
5.136	0.0175	第2極大
7.016	0	第2極小 (第2暗縞)
8.417	0.0042	第3極大
10.174	0	第3極小 (第3暗縞)
11.620	0.0016	第4極大

表 B1.4 円形開口によるフラウンホーファー回折像の積分光量

積分領域	光量の割合	積分範囲
第1暗縞内	0.838	$X < 3.833$
第2暗縞内	0.910	$X < 7.016$
第3暗縞内	0.938	$X < 10.174$
全面	1	$X < \infty$

楕円開口に対するフラウンホーファー回折像は、やはり楕円になる。この場合、楕円開口の長軸に平行な方向の回折像の広がり、その直交する方向（楕円開口の短軸の方向）の広がりに対して楕円の長軸と短軸の比 μ で短くなる。そのため、光量は楕円の開口が大きくなった効果と像が小さくなった効果により μ の2乗で明るくなることになる。

[B.2] 干渉

(i) 電磁波の干渉性

複素振幅 $V(t)$ をもつ電磁波の電気ベクトルによる干渉性を考えることとする。この2つの電磁波の干渉性は以下のように定義される。

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V_1(t+\tau) \cdot V_2^*(t) \rangle \quad (\text{B2-1})$$

ここで、 $\langle \rangle$ は時間的平均を表している。

$$\langle F(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T F_T(t) dt \quad (\text{B2-2})$$

また、 τ は V_1 と V_2 の光路差に相当する時間である。

$$\tau = \frac{s_1 - s_2}{c} \quad (\text{B2-3})$$

$\Gamma_{12}(\tau)$ は以下の範囲内の値をとる。

$$0 \leq |\Gamma_{12}(\tau)| \leq \sqrt{\langle V_1(t) \cdot V_1^*(t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle V_2(t) \cdot V_2^*(t) \rangle} = \sqrt{I_1} \cdot \sqrt{I_2} \quad (\text{B2-4})$$

このように電磁波の干渉性は、電気ベクトルのもつ時間的および空間的性質に起因する。以下に、(B2-1)を用いて時間的干渉性と空間的干渉性について各々考慮することとする。

まず、空間的干渉性（空間コヒーレンス）は、2つの電気ベクトルの相関として表せる。

$$\Gamma_{12}(0) = \langle V_1(t) \cdot V_2^*(t) \rangle \quad (\text{B2-5})$$

また、時間的干渉性（時間コヒーレンス）は、自己の電気ベクトルの時間的相関として表せる。

$$\Gamma_{11}(\tau) = \langle V_1(t+\tau) \cdot V_1^*(t) \rangle \quad (\text{B2-6})$$

コヒーレンス度（degree of coherence）は強度で標準化した値として以下のように定義する。

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)}\sqrt{\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{I_1} \cdot \sqrt{I_2}} \quad (\text{B2-7})$$

ここで、 $\gamma_{12}(\tau)$ は以下の関係がある。

$$0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1 \quad (\text{B2-8})$$

$|\gamma_{12}(\tau)|=1$ のとき2つの光はコヒーレントであるといい、 $\gamma_{12}(\tau)=0$ のときインコヒーレントであるという。

$|\gamma_{12}(\tau)|$ が0でも1でもない場合、2つの光は部分コヒーレントであるといい、 $|\gamma_{12}(\tau)|$ をそのコヒーレンス度（degree of coherence）という。

2光束干渉によってできる点Qにおける強度分布 $I(Q)$ は、コヒーレンス度 $\gamma_{12}(\tau)$ を用いて以下の式で表せる。

$$I(Q) = I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)} \cdot \sqrt{I_2(Q)} \cdot \gamma_{12}(\tau) \quad (\text{B2-9})$$

上式から強度の最大値 I_{\max} および最小値 I_{\min} は以下のようになる。

$$I_{\max} = I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)} \cdot \sqrt{I_2(Q)} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (\text{B2-10a})$$

$$I_{\min} = I_1(Q) + I_2(Q) - 2\sqrt{I_1(Q)} \cdot \sqrt{I_2(Q)} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (\text{B2-10b})$$

観測される強度分布から Visibility を以下のように定義する。

$$Visibility = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1(Q)} \cdot \sqrt{I_2(Q)}}{I_1(Q) + I_2(Q)} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (B2-11)$$

特に $I_1 = I_2$ のとき、Visibility はコヒーレンス度に等しくなる。

$$Visibility = |\gamma_{12}(\tau)| \quad (B2-12)$$

特に、 τ が電磁波のコヒーレンス時間に比べて小さい場合、 $|\Gamma_{12}(\tau)|, |\gamma_{12}(\tau)|$ を $|\Gamma_{12}(0)|, |\gamma_{12}(0)|$ に近似することができる。

$$\gamma_{12}(\tau) \sim \mu_{12} e^{-2\pi i \nu \tau} = |\mu_{12}| e^{i(\beta_{12} - 2\pi \nu \tau)} \quad (B2-13a)$$

$$\Gamma_{12}(\tau) \sim J_{12} e^{-2\pi i \nu \tau} = |J_{12}| e^{i(\beta_{12} - 2\pi \nu \tau)} \quad (B2-13b)$$

ここで、コヒーレンス度 μ_{12} および β_{12} は以下に示す値である。

$$\mu_{12} = \gamma_{12}(0) = \frac{\Gamma_{12}(0)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)} \sqrt{\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{I_1} \cdot \sqrt{I_2}} \quad (B2-14a)$$

$$J_{12} = \Gamma_{12}(0) = \langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle \quad (B2-14b)$$

$$\beta_{12} = \arg(\mu_{12}) \quad (B2-14c)$$

コヒーレンス度 μ_{12} には、干渉性（コヒーレンス）における時間的な特性を含まないため空間的干渉性（空間コヒーレンス）に相当するものであることがわかる。

(ii) インコヒーレント光源による空間コヒーレンス

ここで述べる光源、開口面および像面上の配置および座標について図 B2.1 に示した。光源 σ 上の点 $S(\xi, \eta)$ から発光した光が、光源から距離 s 離れた開口のある面 A に入射し、像面 B 上に結像する。干渉性は、面 A 上の点 $P_1(X_1, Y_1)$ と点 $P_2(X_2, Y_2)$ について与えられる。また、像面 B 上の強度は点 $Q(x, y)$ の関数である。また、ここでは光路差による時間差 τ がコヒーレンス時間内であるとして空間コヒーレンスのみを考えることとする。

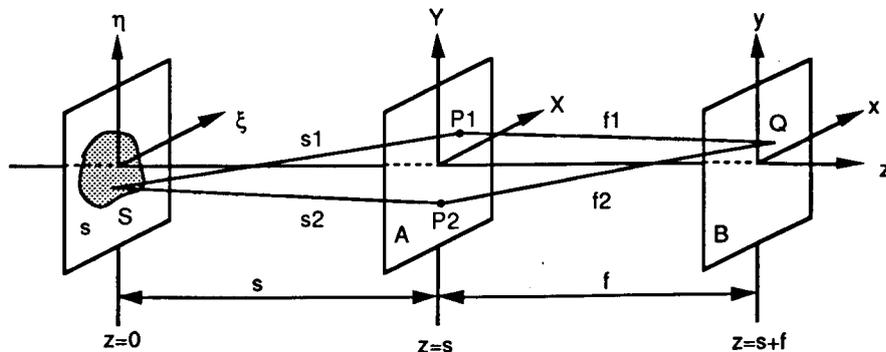


図 B2.1 インコヒーレント光源の伝播の配置図

まず、光源上の点S (ξ, η) から開口面上の点P₁ (X_1, Y_2) までの距離 s_1 は、

$$s_1^2 = (X_1 - \xi)^2 + (Y_1 - \eta)^2 + s^2 \quad (\text{B2-15})$$

ここで、 $X_1 \ll s$, $Y_1 \ll s$, $\xi \ll s$, $\eta \ll s$ とすると、

$$s_1 \sim s + \frac{(X_1 - \xi)^2 + (Y_1 - \eta)^2}{2s} \quad (\text{B2-16})$$

したがって、点Sから点P₁および点P₂への光路差は、

$$s_1 - s_2 \sim \frac{(X_1 + Y_1)^2 + (X_1 + Y_2)^2}{2s} - \frac{(X_1 - X_2)\xi + (Y_1 - Y_2)\eta}{s} \quad (\text{B2-17})$$

複素コヒーレンス度 μ (complex degree of coherence) は光源の強度 $I(\xi, \eta)$ を用いて以下のように定義される。

$$\mu(p, q) = \frac{e^{i\psi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \cdot e^{ik(p\xi + q\eta)} d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad (\text{B2-18})$$

ここで、 k は波長 λ に対する波数である。

また、 p, q, ψ は点P₁ (X_1, Y_1)、点P₂ (X_2, Y_2) の座標と光源からの距離 s を用いて以下のように定義した。

$$p = \frac{X_1 - X_2}{s} \quad \text{and} \quad q = \frac{Y_1 - Y_2}{s} \quad (\text{B2-19a})$$

$$\psi = \frac{k}{2s} \{ (X_1^2 + Y_1^2) - (X_2^2 + Y_2^2) \} \quad (\text{B2-19b})$$

(ii-a) 一様な強度分布をもつ円形光源による空間コヒーレンス

例として円形開口を通過した一様な強度の光源について考慮する。光源の強度分布 $I(\xi, \eta)$ は以下のように定義した。

$$I(\xi, \eta) = \begin{cases} I_0 & : \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \leq a_0 \\ 0 & : \sqrt{\xi^2 + \eta^2} > a_0 \end{cases} \quad (\text{B2-20})$$

ビーム径は $2a_0$ (半径 a_0) である。空間コヒーレンス度は以下のように計算される。

$$\mu(p, q) = \frac{2J_1(k\omega a_0)}{k\omega a_0} e^{i\psi} \quad (\text{B2-21})$$

ここで、 $J_1(x)$ は第1種第1次のベッセル関数、 ω は以下に示す式で計算される値である。

$$\omega = \sqrt{p^2 + q^2} = \frac{\sqrt{(X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2}}{s} = \frac{P_1 P_2}{s} \quad (\text{B2-22})$$

(ii-b) ガウス型強度分布をもつ光源による空間コヒーレンス

次に、ガウス型強度分布をもつ光源について考慮する。光源の強度分布を以下のように定義する。

$$I(\xi, \eta) = I(\vec{\rho}) = I_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_I^2}\right) \quad (\text{B2-23})$$

ここで、光源の強度の半値全幅 $(2\Delta)_{FWHM}$ は σ_I を用いて以下のように表せる。

$$(2\Delta)_{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma_I = 2.35\sigma_I \quad (\text{B2-24})$$

結局、空間コヒーレンス度もガウス型となる。

$$\mu(p, q) = \exp\left\{-\frac{(k\omega\sigma_I)^2}{2}\right\} \cdot e^{i\psi} \quad (\text{B2-25})$$

または、定数 σ_g を用いて

$$\mu(p, q) = \mu(\vec{\rho}) = \exp\left\{-\frac{\rho^2}{2\sigma_g^2}\right\} \cdot e^{i\psi} \quad (\text{B2-26})$$

ここで、定数 σ_g は以下の関係がある。

$$\sigma_g = \frac{s}{k \cdot \sigma_I} \quad (\text{B2-27})$$

(iii) 多光束干渉による干渉縞の形成

ここでは、ピンホールアレイ（またはスリットアレイ）によって形成された干渉縞について述べることにする。一般に多光束干渉によってできる干渉縞は、2光束干渉によってできる干渉縞よりも取り扱いが困難であるが、光量不足の問題が解消するなどの利点がある。また、基本的には2光束干渉の式を拡張して多光束干渉の場合における干渉縞と空間コヒーレンスとの関係を求めることができる。

多光束干渉による干渉縞は開口面上の点群中の点 $P_m (X_m, Y_m)$ と点 $P_{m'} (X_{m'}, Y_{m'})$ の組み合わせによって形成される。このとき、形成される干渉縞の強度分布 $I(x, y)$ は以下のように表される。

$$I^*(x, y) = I(x, y) \cdot C(x, y) \quad (\text{B2-28})$$

ここで、 $I(x, y)$ はピンホール（またはスリット）による回折像であり、干渉縞の包絡線を形成する。ピンホールによる強度の包絡線はAiryリングと呼ばれ、スリットによる強度の包絡線 $I(x, y)$ はSinc関数に従う。（付録B1参照）また、 $C(x, y)$ はピンホールアレイ（またはスリットアレイ）による標準化した干渉縞の強度分布を表す部分である。直交するピンホールアレイ（またはスリットアレイ）の相関（クロストーク）が無視できるとき、直交成分は分離して考えることができる。

$$I^*(x, y) = I(x, y) \cdot C_x(x) \cdot C_y(y) \quad (\text{B2-29})$$

ここで、 $C_x(x)$ および $C_y(y)$ は直交するピンホールアレイ（またはスリットアレイ）による干渉縞の強度分布を示す部分である。 $C_x(x)$ を例にとると、 $C_x(x)$ は以下の式で表される。

$$C_x(x) = \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \{|\mu_{mm'}| \cdot \cos(\delta_{mm'} + \beta_{mm'})\} \quad (\text{B2-30})$$

ここで、 $\mu_{mm'}$ 、 $\delta_{mm'}$ 、 $\beta_{mm'}$ は

$$\mu_{mm'} = \mu(X_m - X_{m'}) \quad (\text{B2-31a})$$

$$\delta_{mn'} = 2\pi \frac{(X_m - X_{m'}) \cdot x}{\lambda \cdot f} \quad (\text{B2-31b})$$

$$\beta_{mn'} = \arg(\mu_{mn'}) \quad (\text{B2-31c})$$

一般に、多光束干渉による干渉縞は、Visibilityによって空間コヒーレンス度を計測することはできない。しかし、空間コヒーレンスによる効果は干渉縞の幅や形状に反映される。この干渉縞の形状から空間コヒーレンスを求めることが可能である。

[B.3] ビーム特性

特に高い空間コヒーレンスをもつ軟X線レーザーはホログラフィーなどの応用には欠かせないものである。しかし、現時点における軟X線レーザー光は、通常のレーザーのように空間的および時間的にコヒーレントな光源ではない。これは、主にターゲット構造が最適化されていないことに起因すると考えられる。短波長レーザー特有の技術的な問題があるが、将来は通常のレーザー光と同様にコヒーレント光源とすることも可能であると考えられる。

ここでは、空間コヒーレンスの度合によって光源を分類し、ビーム特性について述べた。コヒーレント光源は光源全体にわたって相関があり、光源中の各点間において完全に干渉効果があるものである。これに対し、インコヒーレント光源は光源中の各点間に相関がなく干渉効果を示さないものである。また、部分コヒーレント光源は、コヒーレント光源とインコヒーレント光源の中間の存在であるといえる。一般にレーザー装置以外の光源は部分コヒーレント光源である。このため、光源の両端ではほとんど相関がない。

この節では、部分コヒーレント光源として、光源中の各点間の相関は距離のみによって決まる準均質光源 (quasi-homogeneous source) を例に述べた。また、利得領域をASEモードで増幅した軟X線レーザー光が、準均質光源 (quasi-homogeneous source) になることも考察した。

(i) コヒーレント光源のビーム特性

例として、角周波数 ω の単色光を考える。電界の複素振幅 E は以下のマクスウェルの方程式、したがって波動方程式を満たす。

$$(\nabla^2 + k^2)E = 0 \quad (\text{B3-1a})$$

$$k = \omega \sqrt{\mu\epsilon} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{B3-1b})$$

ここで、 k は位相定数(波数)、 ω は角振動数、 λ は媒質中の波長である。ここでは、透磁率 μ 、誘電率 ϵ の一樣等方性媒質を仮定している。

ガウス型ビームは平面波に近いものとし、平面波との違いを φ で表すこととする。

$$E(x, y, z) = \varphi(x, y, z) \cdot e^{-ikz} \quad (\text{B3-2})$$

これを(B3-1a)式に代入して、次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (\text{B3-3})$$

ここでは、 φ が z 方向にゆっくり変化する関数として、 $\partial^2 \varphi / \partial z^2$ の項を無視した。(B3-3)のひとつの解は z_0 を定数として以下の式で表せる。

$$\varphi(x, y, z) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left\{ i \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) - (x^2 + y^2) \left(\frac{1}{\omega^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)} \right) \right\} \quad (\text{B3-4a})$$

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (\text{B3-4b})$$

(B3-3) に代入して整理すると、ガウス型ビームの基本モード E_{00} は結局以下のようなになる。ここで、 $2\omega_0$ はコヒーレントな成分のビームウエスト位置のスポット径で振幅で e^1 、強度で e^2 となる位置である。 $2\omega_0$ は、インコヒーレントな光源のスポット径とは一致しない。

$$E_{00}(x, y, z) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} \right\} \cdot \exp \left[-i \left\{ kz + \frac{\pi(x^2 + y^2)}{\lambda \cdot R(z)} - \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \right\} \right] \quad (\text{B3-5a})$$

$$2\omega(z) = 2\omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0} \right)^2 \right]^{0.5} = 2\omega_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (\text{B3-5b})$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (\text{B3-5c})$$

ここで、 λ は媒質中の波長、 $2\omega_0$ および $\omega(z)$ はそれぞれビームウエスト位置およびビームウエストから z の位置でのスポット径、 $R(z)$ は z の位置での等位相面の曲率半径である。 z が大きいときスポット径 $\omega(z)$ 、曲率半径 $R(z)$ の近似式は以下の式である。 $R(z)$ は $z=z_0$ のとき最小値 $R(z)=2z_0$ となり、 $z \gg z_0$ ではほぼ $R(z)=z$ となる。また、 $z \gg z_0$ ではビーム径 $2\omega(z)$ は以下のようなになる。

$$2\omega(z) = \frac{2\lambda}{\pi \omega_0} z \quad (\text{B3-6})$$

また、ビームの広がり角 2ϕ は、(B3-6) のビーム径 $2\omega(z)$ と距離 z の比から以下の式で求められる。

$$2\phi = 2 \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (\text{B3-7})$$

これは、直径 $2\omega_0$ 程度の開口による回折広がりに対応している。

スポット径 ω_0 と ω_0' がレンズの共焦点位置にあるとき、この2つのスポット径の満たす関係式は (B3-6) から自明な結果として得られる。

$$2\omega_0' = \frac{z_L'}{z_L} (2\omega_0) \quad (\text{B3-8})$$

ここで、 z_L, z_L' はビームスポットからレンズまでの距離である。この式は、結像の倍率の式と同じで、ビームの伝播によってコヒーレントな領域のビームに占める割合は変化しないことを表している。

ここまでは、ガウス型ビームのスポット径 $2\omega_0$ (ビーム径 2ω) およびビーム広がり角 2ϕ として強度が e^2 (振幅が e^1) となる条件で議論してきた。以下の式のように、ほとんどの光量 (全体の約87%) がビーム径内に

含まれる。

$$\eta_{\omega} = \frac{\int_0^{\omega} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) 2\pi r dr}{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) 2\pi r dr} = \frac{\left[-\frac{\pi\omega^2}{2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right)\right]_0^{\omega}}{\left[-\frac{\pi\omega^2}{2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right)\right]_0^{\infty}} = 1 - e^{-2} = 0.865 \quad (\text{B3-9})$$

ガウスビームの半値全幅 (FWHM) との関係は χ を物理量として以下の関係式で換算できる。

$$(2\chi_{FWHM}) = \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} (2\chi) = 0.589(2\chi) \quad (\text{B3-10})$$

また、(B3-9)と同様の計算を行なうと半値全幅のスポット径 $(2\omega)_{FWHM}$ に含まれる光量は全体の50%であることがわかる。

上式を使用した計算の例として、波長23.4nm線におけるビーム広がり角とスポット径の関係を以下の表に示す。

表 B3.1 波長23.4nm線のビーム発散角 (2ϕ) とスポットサイズ (2ω)

	A	B	
$(2\phi)_{FWHM}$	10[mrad]	5[mrad]	1[mrad]
2ϕ	17[mrad]	$2\phi=8.5$ [mrad]	$2\phi=1.7$ [mrad]
$2\omega_0$	3.0[μm]	6.0[μm]	30[μm]
$(2\omega_0)_{FWHM}$	1.8[μm]	3.5[μm]	18[μm]
z_0	300[μm]	1.2[mm]	30[mm]

(ii) 部分コヒーレント光源のビーム特性 [4]

前項では、コヒーレント光源のビーム特性について述べた。実際には、本研究で取り扱った軟X線レーザー光は共振器構造をもたないために光源広がりの一部がコヒーレントである部分コヒーレント光源

(partially coherent source) である。出力端における空間コヒーレンスはターゲット中を伝播する際に生じるために、空間コヒーレンス度は出力端上で一様であると仮定できる。このように空間コヒーレンス度が単に距離のみの関数であるとき、この光源を準均質光源 (quasi-homogeneous source) という。

ここでは、ガウス型強度分布とガウス型空間コヒーレンス関数をもつ準均質光源を考えることとする。ガウス型強度分布 (断面) をもつ柱状プラズマを増幅するASE光源の空間コヒーレンスの相関関数はやはりガウス型になることがわかっている。光源の強度分布 $I(\rho)$ と空間コヒーレンスの相関関数 $g(\rho)$ を以下のように定義する。

$$I(\vec{\rho}) = A \cdot \exp\left[-\frac{\rho^2}{2\sigma_I^2}\right] \quad (\text{B3-11a})$$

$$g(\vec{\rho}') = \exp\left[-\frac{\rho'^2}{2\sigma_g^2}\right] \quad (\text{B3-11b})$$

ここで、ここで、 A, σ_I, σ_G は定数で、準均質光源の定義により以下の関係式がなりたつ。

$$\sigma_g \ll \sigma_I \quad (\text{B3-12})$$

また、 ρ は光源軸からの距離、 ρ' は光源上の2点間の距離である。

$$\rho = |\vec{\rho}|, \rho' = |\vec{\rho}'| \text{ and } \vec{\rho}' = \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2 \quad (\text{B3-13})$$

ところで、 σ_I, σ_G はそれぞれ強度および空間コヒーレンスの標準偏差であり、この距離（位置）において強度や相関が約61% ($\approx e^{-0.5}$) になる。強度や相関が50%, 約37% ($\approx e^{-1}$), 約14% ($\approx e^{-2}$) になる位置は、 σ を用いて以下の関係がある。

$$\begin{cases} \sigma_{-61\%} = \sigma \\ \sigma_{50\%} = \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma = 1.18\sigma \\ \sigma_{-37\%} = \sqrt{2} \cdot \sigma = 1.41\sigma \\ \sigma_{-14\%} = 2\sigma \end{cases} \quad (\text{B3-14})$$

光源広がり (2Δ)_{I,FWHM} (半値全幅FWHM) を以下の式で定義する。

$$2\Delta_{I,FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma_I = 2.35\sigma_I \quad (\text{B3-15})$$

また、光源からの距離 z の位置でのビームの強度分布 $I(\rho, z)$ および空間コヒーレンス関数 $g(\rho, z)$ は以下のよう
に表すことができる。

$$I(\vec{\rho}, z) = \frac{A}{[\Delta(z)]^2} \exp\left\{-\frac{\rho^2}{2\sigma_I^2[\Delta(z)]^2}\right\} \quad (\text{B3-16a})$$

$$g(\vec{\rho}', z) = \exp\left\{-\frac{\rho'^2}{2\sigma_g^2[\Delta(z)]^2}\right\} \quad (\text{B3-16b})$$

ここで、 $\Delta(z)$ はビーム広がり係数で波数 $k (=2\pi/\lambda)$ を用いて以下のように表せる。

$$\Delta(z) = \left[1 + \left(\frac{z}{k\sigma_I\sigma_g}\right)^2\right]^{0.5} \quad (\text{B3-17})$$

ここでは、 z が大きくなると $\Delta(z)$ が z に比例するようになることに留意する。

出力端でのときと同様にして、ビーム広がりおよび空間コヒーレンス関数の標準偏差 $\sigma_I(z), \sigma_g(z)$ は以下のよう
に表せる。

$$\sigma_I(z) = \sigma_I[\Delta(z)] \quad \text{and} \quad \sigma_g(z) = \sigma_g[\Delta(z)] \quad (\text{B3-18})$$

ここで、重要なことはビーム径に占めるコヒーレンス領域の大きさの比は一定であることである。

$$\frac{\sigma_g(z)}{\sigma_I(z)} = \frac{\sigma_g}{\sigma_I} = \text{constant} \quad (\text{B3-19})$$

このことは、ビーム伝播により空間コヒーレンスは向上する（相関距離は長くなる）が、コヒーレントな成

分の占める割合は改善しないことを示している。

実験での観測値と対応させるために、ビーム広がり $2\Delta(z)_{I,FWHM}$ (半値全幅FWHM) およびビーム発散角 $2\theta_{FWHM}$ (beam divergence) を以下の式で定義する。

$$2\Delta(z)_{I,FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma_I(z) \quad (B3-20a)$$

$$2\theta_{FWHM} = \frac{2\Delta(z)_{I,FWHM}}{z} \quad (B3-20b)$$

後述のように、ビーム広がりや発散角は光源のコヒーレント成分の大きさに依存している。出力端上でのコヒーレント成分が大きくなる（相関距離が長くなる）と、ビーム発散角が小さくなる傾向になる。また、ビーム広がり角は光源の大きさに無関係であることがわかる。

また、強度分布や空間コヒーレンスの特性を議論するために、以下のように定義した強度の特性長さ ℓ_I および空間コヒーレンスの相関距離 ℓ_g を用いる。

$$\ell_I^2(z) = \frac{\int_0^\infty \rho^2 I(\vec{\rho}, z) d^2\rho}{\int_0^\infty I(\vec{\rho}, z) d^2\rho} \quad \text{and} \quad \ell_g^2(z) = \frac{\int_0^\infty \rho'^2 g(\vec{\rho}', z) d^2\rho'}{\int_0^\infty g(\vec{\rho}', z) d^2\rho'} \quad (B3-21)$$

強度関数や相関関数がガウス分布であるときは、

$$\ell_I(z) = \sqrt{2} \sigma_I(z) = \sqrt{2} \sigma_I \Delta(z) \quad (B3-22a)$$

$$\ell_g(z) = \sqrt{2} \sigma_g(z) = \sqrt{2} \sigma_g \Delta(z) \quad (B3-22b)$$

ここでは、強度および空間コヒーレンスが特性長さ ℓ_I や相関距離 ℓ_g において約37%になる様な距離であることに注意しておく。

$z \gg k\sigma_g\sigma_I$ のとき、(B3-17) は括弧内第2項が支配的となるため $\Delta(z)$ が z に比例するようになる。実験における軟X線レーザー光の状態は、波長23.2/23.6nm線の光源広がり（半値全幅）は約100 μm である。(B3-15)より $\sigma_I=100/2.35=43$ (μm) となり、準均質光源の定義より $\sigma_g \ll \sigma_I=43$ (μm) である。このとき $k\sigma_I\sigma_g \ll 0.5$ (m) が得られるので、 $z > 1$ (m) の位置では以下の近似がなりたつと考えてよい。

$$\Delta(z) \cong \frac{z}{k\sigma_I\sigma_g} \quad (B3-23)$$

このとき、(B3-18) - (B3-20) は以下のようになる。

$$\sigma_I(z) \cong \frac{z}{k\sigma_g} \quad \text{and} \quad \sigma_g(z) \cong \frac{z}{k\sigma_I} \quad (B3-24)$$

$$\ell_I(z) \cong \sqrt{2} \frac{z}{k\sigma_g} \quad \text{and} \quad \ell_g(z) \cong \sqrt{2} \frac{z}{k\sigma_I} \quad (B3-25)$$

$$2\Delta(z)_{I,FWHM} \cong 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \frac{z}{k\sigma_g} \quad (B3-26)$$

$$2\theta_{FWHM} \equiv \frac{2\sqrt{2 \cdot \ln 2}}{k\sigma_g} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\lambda}{\pi \cdot \ell_g} \quad (B3-27)$$

以下に、波長23.4nm線の相関距離（50%の空間コヒーレンスを与える距離）とビーム径の関係を示した。

表 B3-2 ガウス型準均質光源のビーム広がり角と相関距離の関係（波長23.4nm）

ビーム広がり角(2θ) _D	1mrad	5mrad	10mrad
相関距離 (50%)	10.3μm	2.06μm	1.03μm

(iii) インコヒーレント光のビーム特性

前項の準均質光源において空間コヒーレントの相関距離がゼロ ($\sigma_g=0$) のとき、この光源はインコヒーレント光源である。このとき、ビームの発散角は大きくなって、指向性が悪くなる。また、インコヒーレント光源でも光源から離れた位置においてある程度の空間コヒーレンスが発生する。しかし、発散角が大きいためビーム径が大きくなり、インコヒーレント源におけるコヒーレント成分の比率はやはり小さい。これは、部分コヒーレント光源（準均質光源）の時に述べたようにビーム中のコヒーレント成分の比率は変化しないからである。

インコヒーレント光源では、光源サイズが小さいほど光源から離れた位置での空間コヒーレンスは向上する。ガウス分布をもつインコヒーレント光源による空間コヒーレンスはガウス型分布をもつ。（円形開口光源の場合はベッセル関数になる。）

軟X線レーザー光はASE（Amplified Spontaneous Emission）モードで増幅している。プラズマ中からの発光はインコヒーレントであると考えられるが、ASE光源では出力端にコヒーレント成分が形成される。ここでは、軟X線レーザー光が部分コヒーレント光源であることを示すこととする。

ガウス型強度分布をもつインコヒーレント光源の作るコヒーレンス度がガウス型であることはすでに述べた。時間コヒーレンスの影響を無視できるとすると、ガウス型強度分布をもつ光源が光源から距離sの位置に作る空間コヒーレンスは以下に示される。

$$\mu(\vec{\rho}') = \exp\left\{-\frac{\left(\frac{k\rho'\sigma_l}{s}\right)^2}{2}\right\} = \exp\left\{-\frac{\rho'^2}{2\sigma_g^2}\right\} \quad (B3-28)$$

ここで、ベクトル量 ρ' およびスカラー量 ρ' は以下の関係がある。

$$\vec{\rho}' = \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2 = (x_1 - x_2, y_1 - y_2) \text{ and } \rho' = |\vec{\rho}'| = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \quad (B3-29)$$

また、ガウス型の空間コヒーレンス関数の定数 σ_g は以下の関係がある。

$$\sigma_g = \frac{s}{k \cdot \sigma_l} \quad (B3-30)$$

ここで、 σ_l は光源の強度分布I(r)における定数である。

$$I(\vec{\rho}) = I_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_I^2}\right) \quad (\text{B3-31})$$

(B3-30) より、空間コヒーレンスはインコヒーレント光源の光源サイズに反比例し、距離に比例することを示している。光源サイズの大きな光源でも距離をとることによって小さな光源と同等の空間コヒーレンスを生じることができるが、光量の低下は距離の2乗に反比例するので小さな光源の方が実用上望ましいことになる。

このように、空間コヒーレンス度 $\mu(p,q)$ は距離のみの関数になることに注意すると、インコヒーレント光源でも光源からある距離離れた位置に置かれた開口において準均質光源となる。

(iv) ASEモードによるビーム特性

次に、ASEモードで発光する軟X線レーザー光の出力端におけるコヒーレント成分について述べる。

(B3-28) よりガウス型強度分布をもつインコヒーレント光源から距離 z 離れた位置における空間コヒーレンスの約61% ($\approx e^{0.5}$) の空間コヒーレンス度をもつ距離 σ_g が求まる。前項でも述べたように部分コヒーレント光源のコヒーレントな距離 ℓ_g は空間コヒーレンス度の関数として以下の式で定義される。

$$\ell_g^2 = \frac{\int_0^\infty \rho'^2 \gamma(\vec{\rho}') d^2 \rho'}{\int_0^\infty \gamma(\vec{\rho}') d^2 \rho'} \quad (\text{B3-32})$$

ガウス型コヒーレンス関数に対して ℓ_g は σ_g に比例する。

$$\ell_g = \sqrt{2} \sigma_g \quad (\text{B3-33})$$

この距離における空間コヒーレンス度は約37% ($\approx e^{-1}$) である。また、(B3-30) より ℓ_g は以下のように表すことができる。

$$\ell_g = \sqrt{2} \frac{z}{k\sigma_I} = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot (2\Delta)_{FWHM}} \quad (\text{B3-34})$$

ここで、 $(2\Delta)_{FWHM}$ はガウス型強度分布の半値全幅である。

$$(2\Delta)_{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma_I \quad (\text{B3-35})$$

ASEモードで発振する軟X線レーザー光は利得領域全体が発光源である。プラズマ各部の発光が出力端において形成する空間コヒーレンスは (B3-34) によって計算されるコヒーレンス距離 ℓ_g を基に以下の式になる。

$$\ell_g = \sqrt{2} \frac{s}{k\sigma_I} = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \frac{\lambda \cdot s}{\pi \cdot (2\Delta)_{FWHM}} \quad (\text{B3-36})$$

ここで、有効伝播長さ s_{eff} はASEモードの強度によって標準化した長さである。 s_{eff} は通常のASEモードでは以下の式で表せる。

$$\ell_{g,ASE} = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \frac{\lambda \cdot s_{\text{eff}}}{\pi \cdot (2\Delta)_{FWHM}} \quad (\text{B3-37})$$

ここで、 g は利得係数、 ℓ_T はターゲット長さである。利得係数 g (利得長積 $g \times \ell_T$) と有効伝播長さ s_{eff} の関係を長さ40mmのターゲットに対して、利得係数 2.5cm^{-1} では有効長さは36mmとなりほぼターゲット長さに相等する伝播長さである。このとき、光源がほぼコヒーレントになる臨界条件としてビーム径とコヒーレンス

距離が等しくなる $((2\Delta)_{FWHM} = l_g)$ こととすると、波長23.4nmにおいて有効長さ36mmではビーム径 $(2\Delta)_{FWHM}$ およびコヒーレンス距離 l_g が約21 μm となる必要がある。通常の軟X線レーザー光の光源サイズは約100 μm なのでASEモードではコヒーレンス距離はビーム径よりも小さいと考えられる。複光路増幅などによって伝播長さを長くする方法が有効であると考えられる。平面ミラーを使用した複光路増幅ではMOPAモード (Main Oscillator Power Amplifier) であるとして、有効伝播長さ s_{eff} は以下のように計算されるとした。

$$s_{eff} = \frac{\int_0^{l_T} x \cdot \exp(g \cdot x) dx}{\int_0^{l_T} \exp(g \cdot x) dx} + 2l_{T-M} + l_T \quad (\text{B3-38})$$

ここで、 l_{T-M} はターゲット端からミラーまでの距離である。このことは、伝播長さを長くすることによって容易に空間コヒーレンスを改善できることを示している。

参考文献

- [1] 鈴木達郎, 応用光学I, 朝倉書店
- [2] 鈴木範人 and 小塩高文, 応用光学II, 朝倉書店
- [3] M.Born and E.Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Chap.10 (Pergamon Press, Oxford, 1980).
- [4] E.Collet and E.Wolf, *Opt. Commun.* 32 (1980) 27.

[付録C] 自然放射光増幅 (ASE; Amplified Spontaneous Emission)

ここでは、誘導放射における遷移速度から求められる反転分布密度と利得係数の関係を示す。また、均質広がりと不均質広がりをもつ媒質におけるスペクトル形状関数の取り扱いを述べる。さらに、強度が増加したときの利得の飽和や飽和強度の関係式を求め、強度やスペクトル幅のふるまいについて述べる。[1]

(i) 遷移速度と利得係数

まず、上準位 u から下準位 l への遷移を考える。このとき、下への遷移 (ul 遷移) には自然発光遷移 (spontaneous transition) と誘導遷移 (induced transition) の項が含まれる。また、上への遷移 (lu 遷移) には誘導遷移の項のみが含まれることとなる。これらの遷移速度 (transition rate) をそれぞれ W_{ul} 、 W_{lu} [1/s] とすると、以下のように表せる。

$$W_{ul} = B_{ul} \cdot \rho(\nu) + A_{ul} \quad (\text{C-1a})$$

$$W_{lu} = B_{lu} \cdot \rho(\nu) \quad (\text{C-1b})$$

ここで、 A_{ul} は自然遷移確率 (spontaneous transition probability)、 $\rho(\nu)$ は放射密度 [J/m^3] (radiation density)、 B_{ul} および B_{lu} は誘導放射に対するアインシュタイン定数 (Einstein coefficient for induced emission) とする。自然遷移確率 A_{ul} は、真空中の遷移波長 λ_{ul} ($=c/\nu_0$) を用いて以下のように表される。

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 r_0 c}{\lambda_{ul}^2} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} \quad \text{または} \quad A_{ul} = -\frac{8\pi^2 r_0 c}{\lambda_{ul}^2} f_{ul} \quad (\text{C-2a})$$

近似的には、 λ (\AA) として

$$A_{ul} = \frac{6.6 \times 10^{15}}{\lambda^2} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} \quad \text{または} \quad A_{ul} = -\frac{6.6 \times 10^{15}}{\lambda^2} f_{ul} \quad (\text{C-2b})$$

ここで、 g_u と g_l はそれぞれ上準位 (u) および下準位 (l) の統計学的重率 (statistical weight)、 r_0 は電子の古典半径 ($2.8 \times 10^{-15} \text{ m}$)、 f_{lu} は吸収 (下準位から上準位へ) の振動子強度 (oscillator strength) である。また、 f_{ul} は輻射 (下準位から上準位へ) の振動子強度であり、慣例的に負値をとる。

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (\text{C-3a})$$

$$-f_{ul} = \frac{g_l}{g_u} f_{lu} \quad (\text{C-3b})$$

また、放射密度 $\rho(\nu)$ は、遷移周波数 ν と黒体放射の温度 T の関数として以下のように表せる。

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 h \nu^3}{c^3} \left(\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \right) \quad (\text{C-4})$$

ここで、 c は光速、 h はプランク定数 (Planck constant) である。また、 n は媒質の屈折率である。媒質の誘電率を ϵ とすると屈折率 n は以下の関係をもつ。

$$n^2 = \epsilon / \epsilon_0 \quad (\text{C-5})$$

熱平衡状態では、以下の関係が成り立つ。

$$N_u W_{ul} = N_l W_{lu} \quad (C-6)$$

ここで、 N_u および N_l はそれぞれ上準位および下準位の原子密度 [atoms/m³] である。

(C-1) (C-4) を代入して

$$N_u \left[B_{ul} \frac{8\pi n^3 h \nu_0^3}{c^3 (e^{h\nu_0/kT} - 1)} + A \right] = N_l \left[B_{lu} \frac{8\pi n^3 h \nu_0^3}{c^3 (e^{h\nu_0/kT} - 1)} \right] \quad (C-7)$$

ここで、 n_0 は遷移の中心周波数である。

また、熱平衡状態では比 (N_u/N_l) は以下の関係をもつ。

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu_0/kT} \quad (C-8)$$

この関係を (C-7) に代入して、以下の関係が成り立つ。

$$\frac{8\pi n^3 h \nu_0^3}{c^3 (e^{h\nu_0/kT} - 1)} = \frac{A_{ul} (g_u/g_l)}{B_{lu} e^{h\nu_0/kT} - B_{ul} (g_u/g_l)} \quad (C-9)$$

この関係が全ての場合 (温度T) について成り立つためには、以下の関係を満たす必要がある。

$$B_{lu} = \frac{g_u}{g_l} B_{ul} \quad (C-10a)$$

$$\frac{A_{ul}}{B_{ul}} = \frac{8\pi n^3 h \nu_0^3}{c^3} \quad \text{または} \quad B_{ul} = \frac{c^3}{8\pi n^3 h \nu_0^3} A_{ul} \quad (C-10b)$$

ところで、系が熱平衡でない場合には誘導放射の効果を計算することができる。誘導放射が支配的となると、自然放出の項を無視できるので、遷移速度 W_{ul} および W_{lu} を以下のように書き表すことができる。

$$W_{ul} = \frac{A_{ul} \lambda_0^2 I_\nu}{8\pi h \nu_0 n^2} g(\nu) = \frac{\lambda_0^2 I_\nu}{8\pi h \nu_0 n^2 t_{spont}} g(\nu) \quad (C-11a)$$

$$W_{lu} = \frac{g_u}{g_l} W_{ul} = \frac{g_u}{g_l} \frac{\lambda_0^2 I_\nu}{8\pi h \nu_0 n^2 t_{spont}} g(\nu) \quad (C-11b)$$

ここで、 λ_0 は媒質中の中心波長 ($=\lambda_{ul}/n$)、 $g(\nu)$ はスペクトル形状関数 (lineshape function) であり、 $1/\Delta\nu$ に等しい。また、 t_{spont} は自然発光寿命 [s] (spontaneous lifetime) で自然発光速度 A_{ul} [1/s] の逆数で定義される。また、放射密度 $\rho(\nu)$ の代わりに強度 I_ν [W/m²] を用いて表した。

$$I_\nu \cdot g(\nu) = \frac{c}{n} \rho_\nu = \frac{cn\epsilon_0 E_0^2}{2} \quad (C-12)$$

単位体積当りの誘導強度 [W/m³] は、

$$\frac{Power}{Volume} = [N_u W_{ul} - N_l W_{lu}] h \nu_0 = \left(N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right) \frac{\lambda_0^2 I_\nu}{8\pi n^2 t_{spont}} g(\nu) \quad (C-13)$$

となる。これが、単位長さ当りの強度の増加と等しくなるので、以下の関係式を満たす。

$$\frac{dI_\nu(z)}{dz} = \frac{Power}{Volume} = \gamma(\nu) \cdot I_\nu(z) \quad (C-14)$$

ここで、 $\gamma(\nu)$ は以下のように表せる。

$$\gamma(\nu) = \left(N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right) \frac{\lambda_0^2}{8\pi n^2 t_{spont}} g(\nu) = \frac{\Delta N \cdot \lambda_0^2}{8\pi n^2 t_{spont}} g(\nu) \quad (\text{C-15})$$

また (C-14) の解は、距離に対して強度は指数関数的な増加を与える。

$$I_\nu(z) = I_\nu(0) \cdot e^{-\gamma(\nu)z} \quad (\text{C-16})$$

これは、 $\gamma(\nu)$ が遷移の利得係数であることを表している。利得係数 γ は以下のように誘導放出断面積 σ_{stim} と共鳴吸収断面積 σ_{abs} を用いて表すこともできる。

$$\gamma = N_u \sigma_{stim} - N_l \sigma_{abs} = \Delta N \cdot \sigma_{stim} \quad (\text{C-17})$$

(C-15) と (C-17) を比べると、誘導放出断面積 σ_{stim} と共鳴吸収断面積 σ_{abs} はスペクトル分布をもつ関数として以下の関係式で表せる。

$$\sigma_{stim}(\nu) = \frac{\lambda_0^2 A_{ul}}{8\pi n^2} g(\nu) \quad (\text{C-18a})$$

$$\sigma_{abs}(\nu) = -\frac{g_u}{g_l} \frac{\lambda_0^2 A_{ul}}{8\pi n^2} g(\nu) \quad (\text{C-18b})$$

この式から、 $\sigma_{stim} : \sigma_{abs} = g_u : g_l$ であることがわかる。

(ii) ASE (Amplified Spontaneous Emission)

現在までに発振または増幅が報告されている軟X線レーザーは、高調波発生を除いてASEに基づいて増幅している。このようなASE増幅による光強度の増加は以下の式が使用されている。

$$I_{ax} = \int_{z=0}^{\ell} [J_s \cdot \exp(g \cdot z)] dz = J_s \frac{\exp(g \cdot \ell) - 1}{g} \quad (\text{C-19})$$

ここで、 J_s は単位長さ当りの発光量である。

(C-19) は増幅の基礎となるもので最も基本的な表記法である。分光器の波長分解能が低い場合は、波長積分した強度の増幅により利得値を求めなければならない。スペクトルの形状関数を $\varphi(\nu)$ であり、以下のような性質をもつとする。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\nu) d\nu = 1 \quad (\text{C-20})$$

(C-19) に導入すると

$$I_{ax} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[J_s \varphi \frac{\exp(g\varphi\ell) - 1}{g\varphi} \right] d\nu \quad (\text{C-21})$$

この式は数値的に解くことができ、鋭いピークをもつプロファイルをもつ線に対しては $\varphi(\nu)$ によらず (Dopplerも含む) 以下の式になる。

$$I_{ax} = J_s \frac{[\exp(g \cdot \ell) - 1]^{1.5}}{g [g \cdot \ell \exp(g \cdot \ell)]^{0.5}} \quad (C-22)$$

この式はLinfordの式 [2] と言われているものである。一方、(C-19) は波長分解能が高い分光器を使用するときに使用するのが望ましく、スペクトル狭帯化現象を議論する場合に重要となってくる。しかし、利得係数が高い場合にはほぼ同様の結果が得られるので、どちらの式を使用しても特に問題はない。

利得係数 (利得長積) の測定には、ターゲット長さを変化させた時の軸方向強度の増加から求める方法と、プラズマが光学的に薄ければ軸方向と軸外し方向のスペクトル強度比から求める方法がある。後者は、(C-19) から軸外し方向の強度は次式のように計算される。

$$I_r = J_s \cdot \ell \quad (C-23)$$

軸方向と軸外し方向の強度比は、例えば (C-19) と結合して次式のようになる。

$$\frac{I_{ax}}{I_r} = \frac{\exp(g \cdot \ell) - 1}{g \cdot \ell} \quad (C-24)$$

また、(C-22) に対しては以下のようになる。

$$\frac{I_{ax}}{I_r} = \frac{[\exp(g \cdot \ell) - 1]^{1.5}}{g \cdot \ell [g \cdot \ell \exp(g \cdot \ell)]^{0.5}} \quad (C-25)$$

利得のある場合は、この比は1以上になる。

(iii) 均質広がりと不均質広がり

スペクトル広がり (スペクトル幅) は、原子 (イオン) 系の発光のスペクトル幅によって規定される。原子系から放射するスペクトルの形状は、その広がりの原因によって均質広がりまたは不均質広がりに分類される。均質広がりとは、原子の遷移スペクトルの自然広がり (natural broadening) のように分離することにできないスペクトル広がりを目指す。これに対し、不均質広がりとは様々な原子集団からの発光スペクトルとして分離して考えることのできるスペクトル広がりである。レーザー生成プラズマからの発光スペクトルは、プラズマのイオン温度によるDoppler広がり (不均質広がり) や高密度によるStark広がり (均質広がり) などによって形成されている。スペクトル広がりを規定するために、以下のような規格化したスペクトル形状関数 $g(\nu)$ を考える。

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1 \quad (C-26)$$

(iii-a) ローレンツ型分布 (Lorentz broadening)

均質広がり (自然広がりやStark広がり) はローレンツ型分布をもつと考えられる。このとき規格化したスペクトル形状関数 $g(\nu)$ は、均質広がりのスペクトル幅 (半値全幅FWHM) を $\Delta\nu_h$ として以下のように表せる。

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu_h}{2\pi \left[\left(\frac{\Delta\nu_h}{2} \right)^2 + (\nu - \nu_0)^2 \right]} \quad (C-27)$$

ここで、 $g(\nu_0) = 2/\pi \Delta\nu_h = 0.64/\Delta\nu$ である。

(iii-b) ガウス型分布

ドップラー広がり (Doppler broadening) はプラズマのイオン温度による熱運動に起因したガウス型速度分布をもつ原子集団からの発光スペクトルがドップラーシフトすることによって形成される。このため、Doppler広がりには速度分布と同じガウス分布をもつことになる。ガウス型スペクトル広がり (半値全幅FWHM) を Δv_D とすると、規格化したガウス分布 $g(v)$ は以下の式で表せる。

$$g(v) = \frac{2(\ln 2)^{0.5}}{\pi^{0.5} \Delta v_D} \exp\left\{-4 \cdot \ln 2 \frac{(v - v_0)^2}{\Delta v_D^2}\right\} \quad (\text{C-28})$$

この式から中心波長で $g(v_0) = 0.94/\Delta v_D$ の関係をもつことがわかる。また、ドップラー広がりの場合、スペクトル幅 Δv_D はプラズマ中のイオン温度 T_i と原子質量 M (atomic mass) を用いて以下のように表される。

$$\frac{\Delta v_D}{v_0} = \frac{\Delta \lambda_D}{\lambda_0} = \frac{2\sqrt{2 \cdot \ln 2}}{c} \left(\frac{kT_i}{M}\right)^{0.5} \quad (\text{C-29})$$

(C-28) に代入すると $g(v)$ は以下のようにも表すことができる。

$$g(v) = \frac{c}{v_0} \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{0.5} \exp\left\{-\frac{Mc^2}{2kT} \frac{(v - v_0)^2}{v_0^2}\right\} \quad (\text{C-30})$$

また、(C-29) を簡単にとすると、以下の式によって近似できる。

$$\frac{\Delta v_D}{v_0} = \frac{\Delta \lambda_D}{\lambda_0} = 7.7 \times 10^{-5} \left(\frac{kT_i}{\mu}\right)^{0.5} \quad (\text{C-31})$$

ここで、 μ は原子の質量数 (atomic mass number) である。

(iv) 利得飽和とスペクトル狭帯化

均質広がり と不均質広がり の最も重要な相違は、強度が増加したときの強度やスペクトル幅のふるまいである。強度が増加すると反転分布の減少によって利得係数が減少する。波長分布をもつ利得係数 (利得長積) によって増幅のためにスペクトル幅が狭くなるスペクトル狭帯化が起こる。特に、均質広がり と違って不均質広がり の場合はホールバーニング (hole burning) によってスペクトル幅の再拡大 (rebroadening) が起こる。ここでは、利得長積による強度とスペクトル幅のふるまいについて述べる。

前項のように、利得係数 $\gamma(v)$ は (C-16) で与えられる。

$$\gamma(v) = \Delta N \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 t_{\text{spont}}} g(v)$$

(iv-a) 線型領域 (linear regime) または不飽和領域 (unsaturated regime)

一様な飽和していない増幅器における利得係数 $\gamma(y)$ は位置に無関係である。強度の増加は以下に表せる。

$$\frac{dI(y, z)}{dz} = \gamma(y)I(y, z) - \alpha \cdot I(y, z) + \eta \cdot \gamma(y) \quad (\text{C-32})$$

右辺の第2項は損失を表す、また第3項は自然放射光に相当するもので周波数分布をもち利得係数 $\gamma(y)$ に比例するとする。 η は構造に無関係な定数である。

(iv-b) 飽和領域 (saturated regime)

さらに、伝播距離が長くなると飽和効果が無視できなくなり、上記の式は修正する必要がある。伝播長が長くなり飽和領域 ($I \gg I_{\text{sat}}$) に入ると、利得係数 γ は周波数 ν および距離 z の関数となる。均質広がりをもつ媒質では、利得係数が全ての周波数において小さくなり、伝播距離の増加に伴う増幅が鈍くなり、狭帯化も鈍くなる。しかし、不均質広がりをもつ媒質では、ホールバーニング (hole burning) が起こり、中心周波数の利得係数より周辺の周波数の利得係数が大きくなることによってスペクトルは再び広がることとなり、 $\Delta\nu_D$ に近づくこととなる。

利得係数 γ が伝播距離 z に関係することから、(C-32) は以下のように書き換えられる。

$$\frac{dI(y,z)}{dz} = \gamma(y,z) \cdot I(y,z) + \eta \cdot \gamma(y,z) - \alpha \cdot I(y,z) \quad (\text{C-33})$$

飽和領域 ($I \gg I_{\text{sat}}$) だが、 I_1 が小さいときを損失のない飽和領域 (lossless saturated regime) とする。また、損失項 $\alpha \cdot I_1$ が無視できないときを損失のある飽和領域 (loss-limited saturated regime) とし、右辺第1項と第3項が重要となり平衡状態になる。

(iv-c) 均質広がりの場合

結果として、利得係数 $\gamma(\nu)$ は以下の式で与えられることとなる。

$$\gamma(\nu) = \frac{\Delta N_0 \lambda^2 g(\nu)}{8\pi n^2 t_{\text{spont}}} \left(\frac{1}{1 + \frac{I_\nu}{I_s(\nu)}} \right) = \gamma_0(\nu) \left(\frac{1}{1 + \frac{I_\nu}{I_s(\nu)}} \right) \quad (\text{C-34})$$

ここで、 $\gamma_0(\nu)$ は飽和していない ($E_0=0$) ときの利得係数 (unsaturated gain) である。

また、 $I_s(\nu)$ は周波数 ν において利得係数が1/2になる強度であり、飽和強度 (saturation intensity) という。

$$I_s(\nu) = \frac{4\pi n^2 h\nu}{(\tau/t_{\text{spont}})\lambda^2 g(\nu)} = \frac{4\pi n^2 h\nu}{\phi \lambda^2 g(\nu)} \quad (\text{C-35})$$

ここで、 $\phi (= \tau/t_{\text{spont}})$ は反転分布寿命 τ (inversion lifetime) と自然発光寿命 t_{spont} の比である。強度のふるまいは以下ようになる。

$$I_i(z) = \begin{cases} I_i(0)e^{[\gamma(0)_{\text{hom}} - \alpha]z} + \frac{\eta \cdot \gamma(0)_{\text{hom}}}{\gamma(0)_{\text{hom}} - \alpha} \left\{ e^{[\gamma(0)_{\text{hom}} - \alpha]z} - 1 \right\} & \text{: (a) Linear regime} \\ I_i(y,0) + \frac{\gamma(0)_{\text{hom}} z}{S} & \text{: (b) Lossless saturated regime} \\ \frac{\gamma(0)_{\text{hom}} z}{S \cdot \alpha} & \text{: (c) Loss - limited saturated regime} \end{cases} \quad (\text{C-36})$$

スペクトル幅は $I_1(0)=0$ として、以下のようにまとめられる。

$$\frac{\Delta v_{\text{hom}}}{\Delta v_h} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\ln 2}{\gamma(0)_{\text{hom}} z}} & \text{: (a) Lossless unsaturated regime} \\ \sqrt{\frac{\ln 2}{\ln \gamma(0)_{\text{hom}} z}} & \text{: (b) Lossless saturated regime} \\ \sqrt{\frac{\ln 2}{\alpha \cdot z}} & \text{: (c) Loss - limited saturated regime} \end{cases} \quad (\text{C-37})$$

(iv-d) 不均質広がりの場合

結果として、利得係数 $\gamma(v)$ は以下の式で与えられることとなる。

$$\gamma(v) = \frac{\Delta N_0 \lambda^2 p(v)}{8\pi n^2 t_{\text{spont}}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\phi \lambda^2 I_v}{2\pi^2 n^2 h\nu \Delta v_h}}} = \gamma_0(v) \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{I_v}{I_s}}} \quad (\text{C-38a})$$

ここで、

$$I_s = \frac{2\pi^2 n^2 h\nu \Delta v_h}{\phi \lambda^2} \quad (\text{C-38b})$$

は不均質広がりの場合の飽和強度である。

利得係数 $\gamma(y,z)$ を用いた強度 $I(y,z)$ のふるまいは以下のようにまとめられる。

$$I(y,z) = \begin{cases} I(y,0) \exp[\kappa \cdot z \cdot \exp(-\varepsilon^2 y^2)] + \eta \{ \exp[\kappa \cdot z \cdot \exp(-\varepsilon^2 y^2)] - 1 \} & \text{: (a) Lossless unsaturated regime} \\ I(y,0) + \frac{\kappa \cdot z}{\pi \cdot S} \exp(-\varepsilon^2 y^2) & \text{: (b) Lossless saturated regime} \\ \frac{\kappa}{\pi \cdot \alpha \cdot S} \exp(-\varepsilon^2 y^2) & \text{: (c) Loss - limited saturated regime} \end{cases} \quad (\text{C-39})$$

また、スペクトル幅は以下のようにまとめられる。

$$\frac{\Delta v_{\text{Inhom}}}{\Delta v_D} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\kappa \cdot z}} = \frac{1}{\sqrt{\gamma(0)_{\text{Inhom}} z}} & \text{: (a) Lossless unsaturated regime} \\ 1 & \text{: (b) Lossless saturated regime} \\ 1 & \text{: (c) Loss - limited saturated regime} \end{cases} \quad (\text{C-40})$$

不均質広がりの場合、スペクトル幅は初期のスペクトル狭帯化の後に、再び初期幅 Δv_D に広がることとなる。

(v) 遷移則と微細構造

遷移に関する結合の種類にはLS結合とjj結合がある。LS結合の場合遷移則は、 $\Delta L = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1, J-J \neq 0-0$ である。ここで、LおよびJは電子系および原子の角運動量である。1電子系の場合は1およびjに等しい。また、jj結合の場合遷移則は以下ようになる。 $\Delta j_1 = 0, \Delta j_2 = 0, \Delta J = 0, \pm 1, J-J \neq 0-0$ である。

1電子系（水素様イオンの場合）においては、原子番号Zの主量子数nをもつ準位のポテンシャル $E_{Z,n}$ (eV) は以下のように近似できる。

$$E_{Z,n} = -Ry \cdot Z^2 \frac{1}{n^2} \quad (\text{C-41})$$

遷移のエネルギー $h\nu$ は、2つの準位のポテンシャルの差 ΔE として近似的に以下のように計算できる。

$$\Delta E = h\nu = Ry \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n_l^2} - \frac{1}{n_u^2} \right) \quad (\text{C-42a})$$

$$Ry = Ry_\infty \cdot \left(\frac{m_e}{m_e + M} \right) \approx Ry_\infty \quad (\text{C-42b})$$

ここで、 Z_e は原子核の電荷、 c は光速、 n_u と n_l はそれぞれ上準位と下準位の主量子数である。また、 Ry_∞ は無限に重い原子に対する Rydberg 定数 (13.603 eV) である。

$$\mu = \frac{m_e M}{m_e + M} \approx m_e \quad (\text{C-43})$$

また、 μ は換算質量であり電子の静止質量 m_e と原子核の静止質量 M (水素の場合には陽子の質量 m_p である) によって以下のように表される。重い元素に対する μ は近似的に電子の質量 m_e に等しくなる。例えば、水素原子の場合は $\mu = 0.99946 m_e$ となり、 $Ry_H = 13.598$ (eV) となる。

$$Ry_\infty = \frac{m_e \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \quad (\text{C-44})$$

ここで、 e は電子の素電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率である。

水素様イオンの場合を考えてみると、同じ主量子数をもつ準位のもつポテンシャルは、原子番号の2乗に比例することがわかる。また、同じ種類の遷移もほぼ原子番号の2乗に比例する。例えば、水素様炭素イオンの場合は、 $M = 12 \cdot m_p$ として $\mu = 0.99995 m_e$ となり、 $Ry_{\text{H-like C}} = 13.602$ (eV) となる。バルマー α 線の波長は、 $n_u = 3, n_l = 2, Z = 6$ として $h\nu_{ul} = 68.0$ (eV) つまり $\lambda_{ul} = 18.23$ (nm) となる。波長18.2nmの水素様炭素 ($Z = 6$) バルマー α 線 ($n_u = 3, n_l = 2$) について主量子数のみで考えると、 $g_u = 18, g_l = 8, f_{lu} = 0.64$ より $f_{ul} = -0.284, A_{ul} = 5.67 \times 10^{10}$ (sec⁻¹)、 $\tau_{ul} = 18$ (ps) と見積もれる。方位量子数 l (または角運動量 j) を考慮すると水素様炭素バルマー α 線について表 C.1 のような関係が得られる。

表 C.1 水素様イオンの自然放射確率

遷移 (u-l)	oscillator strength f_{ul}	波長 (Å)	Einstein A係数(sec ⁻¹)	自然放射寿命 τ (ps)
3d-2p	-0.417	$\lambda=182$	8.3×10^{10}	12
3p-2s	-0.145	$\lambda=182$	2.9×10^{10}	34
3s-2p	-0.041	$\lambda=182$	8.2×10^9	122
3p-1s	-0.026	$\lambda=182$	2.2×10^{11}	4.6
2p-1s	-0.139	$\lambda=182$	7.9×10^{11}	1.3

しかし、再結合型では低温のためスペクトル幅が狭いので、微細構造について考慮する必要がある。例えば、再結合型における典型的なイオン温度10eVの炭素イオン ($\mu = 12$) からの発光は $\Delta\lambda/\lambda = 7 \times 10^3$ となる。水素様炭素バルマー α 線 (182 Å) の波長広がりには 13 mÅ 以下となり、増幅によるスペクトル狭帯化によりさらに狭くなると考えられる。Table C-2 に示すように水素様炭素バルマー α 線の微細構造による波長の広がりには 0.2 Å に渡る。微細構造は分離して考えなければならないことになる。水素および水素様イオンの準位のもつポテンシャルの深さ $E_{Z,n,l,j}$ は、相対論的効果を考慮すると主量子数 n 以外に方位量子数 l または原子の全角運動量 j によって厳密には以下のように表される。

$$E_{Z,n,l,j} = -Ry \cdot Z^2 \frac{1}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (C-45a)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc} \quad (C-45b)$$

ここで、 α は Sommerfeld の微細構造定数 ($\sim 1/137$) である。これらの相対論的補正項は、遷移の微細構造を論じる場合には問題となって来るが、近似的には問題とならない程小さい。 n が同じ系の場合、 l が違って j が同じであればその準位のもつポテンシャルは同じであることがわかる。しかし、以下に示す遷移則 (selection rule) によって遷移波長は分裂する。表 C.2 に水素様イオンにおける遷移確率と振動子強度を示した [3]。

表 C.2 水素様イオンの遷移確率と振動子強度

initial	final	oscillator strength	transition	transition probability	stastical weight	total stastical weight
3d	2p	-0.417	3d5/2-2p3/2	1	6	2.50
			3d3/2-2p3/2	1/6	4	0.28
			3d3/2-2p1/2	5/6	4	1.39
3p	2s	-0.145	3p3/2-2s1/2	1	4	0.58
			3p1/2-2s1/2	1	2	0.29
3s	2p	-0.041	3s1/2-2p3/2	2/3	2	0.06
			3s1/2-2p1/2	1/3	2	0.03
3p	1s	-0.026	3p3/2-1s1/2	1	4	0.10
			3p1/2-1s1/2	1	2	0.05
2p	1s	-0.139	2p3/2-1s1/2	1	4	0.56
			2p1/2-1s1/2	1	2	0.28

再結合型における典型的なイオン温度 10 eV の炭素イオン ($\mu=12$) からの発光は $\Delta\lambda/\lambda = 7 \times 10^3$ となる。また、電子衝突型における典型的なイオン温度と質量数の比 $kT_i/\mu=13$ を用いると $\Delta\lambda/\lambda = 3 \times 10^4$ となる。水素様炭素バルマー α 線 (18.2 nm) の波長広がりには約 13 (mÅ) 以下となり、増幅によるスペクトル狭帯化によりさらに狭くなると考えられる。水素様炭素バルマー α 線の微細構造を表 C.3 に示した。波長の広がりには 0.2 Å に渡るので微細構造の影響は重要である。

表 C.3 水素様炭素バルマー α 線の微細構造

$j_u - j_l$	wavelength	term	oscillator strength	$2j+1$	total oscillator strength
3/2-1/2	182.09Å	3d3/2-2p1/2	5/6×0.417	4	1.39
		3p3/2-2s1/2	1×0.142	4	0.57
1/2-1/2	182.13Å	3p1/2-2s1/2	1×0.142	2	0.28
		3s1/2-2p1/2	1/3×0.041	2	0.03
5/2 3/2	182.23Å	3d5/2-2p3/2	1×0.417	6	2.50
3/2 3/2	182.25Å	3d3/2-2p3/2	1/6×0.417	4	0.28
1/2 3/2	182.29Å	3s1/2-2p3/2	2/3×0.041	2	0.05

(vi) 飽和強度

水素様炭素イオンのバルマー α 線の 3d-2p 遷移と 3s-2p 遷移について計算した結果を示す。この計算に使用した振動子強度 gf は、Holden による値を使用した。また、レーザー遷移波長 (λ_{32}) と下準位と基底準位間の遷移波長 (λ_{21}) はそれぞれ 18.2 nm と 3.37 nm とした。計算では、下準位 (2) の分布密度は上準位 (3) からの放射と基底準位 (1) への放射のみにより飽和強度 $I_{\text{saturation}}$ を求めている。[3]

$$I_{\text{saturation}} = \frac{8\pi\sqrt{\pi}h\nu \cdot \Delta\nu E}{\lambda^2 A} \quad (\text{C-46})$$

ここで、 A は上準位から下準位への放射速度、 E は下準位の脱励起速度である。以下の評価には、 $A = A_{32}$ 、 $E = A_{21}$ であるとして計算した。

(A) 水素様炭素バルマー α 線の場合表 C.4 水素様炭素バルマー α 線の飽和強度

Wavelength [nm]	$J_3 - J_2$	gf_{32}	gf_{21}	(g_3, g_2, g_1)	A_{32} [1/s]	A_{21} [1/s]	A_{32}/A_{21}	$I_{\text{saturation}}$ [W/cm ²]
18.2	3d5/2-2p3/2	2.5	0.56	(6,4,2)	8.3×10^{10}	8.2×10^{12}	9.8	1.7×10^9
18.2	3d3/2-2p3/2	0.28	0.56	(4,4,2)	1.4×10^{10}	8.2×10^{12}	58	1.0×10^{10}
18.2	3d3/2-2p1/2	1.39	0.28	(4,2,2)	7.0×10^{10}	8.2×10^{12}	11	2.0×10^9
18.2	3s1/2-2p3/2	0.06	0.56	(2,4,2)	6.0×10^9	8.2×10^{12}	140	2.3×10^{10}
18.2	3s1/2-2p1/2	0.03	0.28	(2,2,2)	3.0×10^9	8.2×10^{12}	270	4.6×10^{10}

(B) ネオン様イオンの場合

ネオン様ゲルマニウムイオンについて計算した飽和強度 $I_{\text{saturation}}$ を示す。計算に使用した振動子強度 gf は、Holden による値を使用した。また、レーザー遷移波長 (λ_{32}) は計測されている値を使用し、下準位と

基底準位間の遷移波長 (λ_{21}) は全て 1 nm とした。この計算では、下準位 (2) の分布密度は上準位 (3) からの放射と基底準位 (1) への放射のみにより飽和強度を求めている。

表 C.5 ネオン様ゲルマニウム線の飽和強度

Wavelength [nm]	J_3-J_2	gf_{32}	gf_{21}	(g_3, g_2, g_1)	A_{32} [1/s]	A_{21} [1/s]	A_{32}/A_{21}	$I_{\text{saturation}}$ [W/cm ²]
19.6	0-1	0.109	0.876	(1,3,1)	2.0×10^{10}	1.9×10^{12}	96	5.8×10^0
23.2	2-1	0.255	0.105	(5,3,1)	6.3×10^9	2.3×10^{12}	370	9.9×10^0
23.6	2-1	0.521	0.876	(5,3,1)	1.2×10^{10}	1.9×10^{12}	160	3.9×10^0
24.7	1-1	0.29	0.105	(3,3,1)	1.1×10^{10}	2.3×10^{12}	220	4.6×10^0
28.6	2-1	0.226	0.105	(5,3,1)	3.7×10^9	2.3×10^{12}	630	7.3×10^0

参考文献

- [1] A.Yariv, *Quantum Electronics, 2nd ed.*, Chapt.12 (John Wiley, New York, 1967).
- [2] G.J.Linford, E.R.Peressini, W.R.Sony, and M.L.Speath, *Appl. Opt.* 13 (1974) 379.
- [3] H.A.Bethe and E.E.Stamper, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Sect.63 (Plenum, New York, 1977).
- [4] L.B.DaSilva, B.J.MacGowan, J.A.Koch, R.A.London, D.L.Matthews, and J.H.Underwood, *Opt. Lett.* 18 (1993) 1174.