

Title	レーザー生成プラズマにおける再結合軟X線レーザー に関する研究						
Author(s)	三浦,永祐						
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文						
Version Type	VoR						
URL	https://doi.org/10.11501/3054379						
rights							
Note							

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

レーザー生成プラズマにおける 再結合軟X線レーザーに関する研究

平成3年1月

三 浦 永 祐

内容梗概

本論文は筆者が大阪大学大学院基礎工学研究科博士前期及び後期課程において行な ったレーザー生成プラズマにおける再結合軟X線レーザーに関する研究の成果をまと めたものである。

1970年代から軟X線レーザーを実現すべく、数々の理論的、実験的研究が行な われてきた。研究の開始段階では反転分布の生成に主眼が置かれていた。1984年 にレーザー生成プラズマ中で顕著な自然放出光増幅を観測して以来、研究は飛躍的な 進歩を遂げた。現在では、反転分布を生成し自然放出光増幅を得る方法は確立しつつ ある。したがって、研究の主題は飽和増幅を達成し、ビームのコヒーレンスの向上と 高出力化を行なうことに変りつつある。ビームの質が良い、出力の大きなレーザー光 を得るには、増幅媒質に共振器を構成することが必要となる。共振器を構成するには 広い領域で長い時間にわたって反転分布を発生する増幅媒質が望ましい。このような 増幅媒質を得るために、筆者は増幅媒質であるプラズマの閉じ込めに着目し、シリン ダー状のターゲットを提案した。プラスチックのシリンダーターゲットに炭酸ガスレ ーザーを照射し、生成されるプラズマの増幅媒質としての特徴を調べ、炭素のバルマ ー α線の増幅を得ることを目的とした研究を行なった。

また、現在の軟 X線レーザーの研究の課題の一つとして発振波長の短波長化があげ られる。レーザー生成プラズマ中で波長が10Å以下のレーザーが実現される可能性 は今のところ少ない。従って、生体物質の計測用の光源としての応用が期待される波 長がウォーターウインドウ領域(23~44Å)にあるレーザーを実現することが当 面の課題となる。筆者は原子番号の比較的小さな物質を用いて短波長のレーザーを得 ることができる再結合軟 X線レーザーの特徴に着目した。波長がウォーターウインド ウ領域にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを目的として、ガラスレーザー の3倍高調波光をナトリウム等に照射し、それぞれのバルマーα線の増幅特性を明ら かにする研究を行なった。

本論文は5章から構成されている。

第1章は緒論であり、軟X線レーザーの研究の重要性を述べ、本論文の目的、意義 を明らかにする。 第2章では、プラズマ中の原子過程を解析するために開発した衝突・輻射モデルに 基づくレート方程式を解くシミュレーションコードについて述べる。このコードを用 いて炭素のバルマーα遷移で反転分布を得るための条件を明らかにする。

第3章では、シリンダー内に閉じ込めたプラズマ中で、炭素のバルマー α 線の増幅 を得ることを目的とした研究について述べる。広い領域で長い時間にわたって反転分 布を発生する増幅媒質を得るために、プラズマの閉じ込めに着目し、シリンダー状の ターゲットを提案した。炭酸ガスレーザーを照射して生成されるプラズマ中で炭素の バルマー α 線の増幅を観測し、利得係数2.8 cm⁻¹を得た。利得係数の空間分布を 測定し、反転分布はシリンダーの中心軸まわりの半径1mmの領域内で発生すること を観測した。流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ない、8 n sにわたって反転分布が発生することを示した。また、シリンダー内に閉じ込めた プラズマ中での反転分布の発生過程を考察した。

第4章では、波長がウォーターウインドウ領域にせまるレーザーを実現する見通し を得ることを目的とした研究について述べる。ガラスレーザーの3倍高調波光をナト リウム等に照射し、生成される断熱膨張プラズマ中でナトリウムおよびマグネシウム のバルマーα線の増幅を観測した。マグネシウムのバルマーα線の波長は45Åであ りウォーターウインドウ領域に極めて近く、この波長領域のレーザーの実現への見通 しを得ることができた。

第5章は結論であり、本研究を通して得られた成果をまとめ総括した。

レーザー生成プラズマにおける

再結合軟X線レーザーに関する研究

目次

第1章 緒論	1
1-1 歴史的背景	1
1-2 再結合軟X線レーザー	5
1-2-1 再結合プラズマにおける反転分布の生成過程	5
1-2-2 再結合軟X線レーザーの短波長化の比例則	8
1-3 本論文の目的及び構成	9
参考文献	11
第2章 原子過程解析用シミュレーションコードの開発	12
2-1 はじめに	12
2-2 シミュレーションモデル	12
2-2-1 原子過程とレート係数	12
2-2-2 衝突・輻射モデルに基づくレート方程式	16
2-3 バルマーα遷移での反転分布発生条件の考察	20
2-3-1 イオン密度、冷却速度に対する条件	21
2-3-2 ライマンα線の吸収の効果	26
2-4 まとめ	28
参考文献	30
第3章 シリンダー閉じ込めプラズマ中における炭素バルマーα線レーザー	31
3-1 はじめに	31
3-2 シリンダー型ターゲット	32
3-3 実験装置及び実験条件	35

3-4 炭素バルマーα線の利得係数の測定

3 - 4 - 1	まえがき	37
3 - 4 - 2	利得係数の測定方法	37
3 - 4 - 3	実験結果	41
3 - 4 - 3	3-1 分光器の感度比の決定(クロスキャリブレーション)	41
3 - 4 - 3	3-2 バルマーα線の利得係数の測定	43
3 - 4 - 3	3-3 プラズマパラメーターの測定	49
3 - 4 - 4	考察	53
3 - 4 - 5	まとめ	56
3-5 バルマ	マーα線の利得係数の空間分布	56
3 - 5 - 1	まえがき	56
3 - 5 - 2	実験方法	57
3 - 5 - 3	実験結果及び考察	58
3 - 5 - 4	まとめ	61
3-6 シミュ	エレーション結果	62
3 - 6 - 1	まえがき	62
3 - 6 - 2	シリンダー閉じ込めプラズマのふるまい	63
3 - 6 - 3	シリンダー内の利得係数の空間分布及び時間変化	65
3 - 6 - 4	まとめ	70
3-7 むすび	۶	71
参考了	て献	72
第4章 バルマ-	-α線レーザーの短波長化	74
4-1 はじぬ	うに	74
4-2 実験装	专置及び実験条件	76
4 - 2 - 1	ターゲット条件	76
4 - 2 - 2	レーザー条件	77
4 - 2 - 3	軟X線スペクトルの計測系	78
4-3 実験編	吉果及び考察	81
4 - 3 - 1	2 台の分光器の感度比の決定(クロスキャリブレーション)	81

4-3-2 ナトリウムの バルマーα線の利得係数の測定	84
4-3-2-1 時間・空間積分した利得係数	84
4-3-2-2 利得係数の時間変化	90
4-3-3 マグネシウム 及びアルミニウムの バルマーα線の利得係数の液	則定
	93
4-3-4 プラズマパラメーターの測定	97
4-4 まとめ	100
参考文献	102
第5章 結論	104
謝辞	107

業績目録

第1章 緒論

1-1 歴史的背景

1960年にルビーレーザーが発振して以来、今日まで波長、エネルギー、パルス幅 等の極限を目指して活発な研究および開発が繰り広げられてきた。図1-1に主なレ ーザーの波長を示す。図1-1に示すように1000Å近傍の真空紫外(VUV)領域までは 直接発振するレーザーが得られている。VUV領域より長波長の領域では半導体レーザ ーのように既に産業用として稼動しているレーザーも数多くある。さらに短波長の数 100Åから1000Åの波長領域では周波数混合、非線形高調波発生等によってコヒーレ ント光源が実現されている。さらに短波長の数100Åの極端紫外(XUV)から数10Åの 軟X線にかけての波長領域で直接発振するレーザー(以下、総称して軟X線レーザー と呼ぶ)を実現すべく、研究が試みられたが、長い間実現されなかった。

このような短波長のレーザーを得るための条件を考える。反転分布が生成され波長 λ_0 (振動数 v_0)のスペクトル線の増幅を得たとする。このとき利得係数g(v)は次の式で与えられる。^[1]

$$g(v) = \frac{\lambda_0^2}{8\pi} A_u \psi(v) (N_u - \frac{g_u}{g_1} N_1)$$
(1-1)

また、式(1-1)において次の関係が成立する。

$$N_{u} - \frac{g_{u}}{g_{1}}N_{1} > 0$$
 (1-2)

 A_{ul} は自然放出確率、 $\psi(v)$ はスペクトル形状、 N_{uv} 、 N_{l} は分布数密度 g_{uv} 、 g_{l} は統計的重率 を表す。添字のuは上準位及びlは下準位を示すものとする。スペクトル線の形状 $\psi(v)$ は1/ Δv と近似し、 Δv は式(1-3)で与えられるドップラー広がりで決まるとする。

$$\Delta v = \frac{2}{\lambda_0} \left\{ 2 \left(\ln 2 \right) \frac{k T_i}{m_i} \right\}^{1/2}$$
(1-3)



式(1-3)において m_i はイオンの質量、 T_i はイオン温度を表す。 一方、単位体積あたりの自然放出光のパワー P_s は次の式で表すことができる。

 $P_{s} = N_{u}A_{ul}hv_{0} \qquad (1-4)$

ポンピングパワーを P_p とすると、 $P_p \gg P_s$ の関係が成立しなければならない。また、 $N_u/g_u \gg N_l/g_l$ とすると、式(1-1)、式(1-3)および式(1-4)より次の式 を得る。

$$P_{p} \ge \frac{1}{\lambda_{0}^{4}} 8\pi \{2(\ln 2)\}^{1/2} h \left(\frac{kT_{i}}{m_{i}}\right)^{1/2} g(v)$$
(1-5)

式(1-5)に示したように一定の利得係数を得るには、波長の4乗に反比例してポ ンピングを強くする必要がある。

可視域等のレーザーが原子、イオンあるいは分子の束縛準位間に反転分布を生成し て得られるのと同様に、軟X線レーザーにおいても物質中の束縛準位間に反転分布を 生成する必要がある。束縛準位間のエネルギー差は波長に反比例して大きくなるので 軟X線レーザーを得るには、高電離イオンの束縛準位間に反転分布を生成する必要



図1-2 軟X線レーザーの概念図

があり、プラズマが増幅媒質となる。図1-2に示すように、軟X線レーザーは高出 カレーザー光等によって生成されたプラズマ中に反転分布を発生させて、増幅媒質で あるプラズマに共振器を構成し軟X線光を増幅して得られる。波長が短くなるにつれ てレーザー遷移の上準位の寿命が短くなるので、十分に高い密度のプラズマが必要と なる。したがって、実験室で得られるプラズマとしてもっとも密度が高いレーザー生 成プラズマ(以下、レーザープラズマと略す)は増幅媒質として適している。

レーザー核融合研究用としての高出力のガラスレーザーや炭酸ガスレーザーの開発 にともなって、1984年にレーザーの短波長化の壁が一挙に破られた。リバモア研で はネオン様セレンの206、209Åにおいて^[2]、またプリンストン大学では水素様炭 素の182Åにおいて自然放出光増幅(Amplified Spontaneous Emission 以下、 ASEと略す)を観測した。^[3] その後、研究が飛躍的に進歩して、セレンレーザーで は飽和増幅に近い利得長積16が得られ、またニッケル様タングステンの43Åの増幅が 得られるに至っている。^[4]

軟X線レーザーと他の軟X線領域の光源との比較を行なう。軟X線領域の他の光源 としてはシクロトロン放射光およびレーザープラズマからのインコヒーレントな軟X 線があげられる。これらの光源のスペクトル輝度(単位周波数、単位立体角、単位時 間、単位面積あたりのフォトン数)の比較を図1-3に示す。^[5] SSRL(Stanford



図1-3 軟X線領域の各種光源の輝 度の比較。軟X線レーザーはシンクロ トロン放射光に比べて、輝度が高い。

Synchrotron Research Laboratory)、NSLS(National Synchrotron Research Laboratory)において、ウィグラー磁場やベンディング磁場を取り付けたときに得ら れたシクロトロン放射光の輝度、レーザー強度10¹³W/cm²で照射したときのレーザ ープラズマからの炭素の水素様イオンのライマンα線の輝度、およびリバモア研のセ レンレーザーおよびプリンストン大学の炭素レーザーの輝度が示されている。図1-3に示したように、軟X線レーザーの輝度はシクロトロン放射光に比べて8桁も高い。 これらの軟X線領域の光源をX線リソグラフィーやX線顕微鏡の光源として利用す ることができる。X線顕微鏡の光源として、輝度の高い光源を用いると、短い露光時 間で画像が得られる。従って、軟X線レーザーはX線顕微鏡の光源として非常に有望 である。X線顕微鏡の光源として、レーザープラズマからのインコヒーレントな軟X 線を用いることができるが、光のコヒーレンスを用いるX線ホログラフィーの光源は 軟X線レーザーに限られる。X線ホログラフィーの生体物質の構造解析への応用が注 目されている。また軟X線レーザーは100Å以下の超微細加工の光源として用いるこ とも可能である。

このように様々な分野への幅広い応用が期待される軟X線レーザーであるが、軟X 線レーザーを実現するために様々な方法が提案されている。^[6]

(1) 電子衝突励起 [2、4、7-10]

- (2) 再結合励起^[3、11-18]
- (3) 共鳴光励起 [19-22]

等が代表的なものとしてあげられる。電子衝突励起方式では基底準位にあるイオンを 電子衝突によって励起し反転分布を生成する。ネオン様イオンを例にとると、ネオン 様イオンの3s準位から2p準位への自然放出確率が大きので、2p準位から電子衝突に よって3p準位に励起して3p-3sの準位間で反転分布を生成する。再結合励起方式では 反転分布は急冷されたプラズマの再結合過程で発生する。例えば、完全電離イオンが 水素様イオンに再結合する過程で主量子数n=3-2の準位間で反転分布が発生する。共 鳴光励起方式では他のプラズマ等からの放射光を用いて選択的な励起を行ない反転分 布を生成する。例えば、ヘリウム様ナトリウムの2p-1s線でヘリウム様ネオンの基底 準位からn=4の準位に選択的に励起を行ないn=4-3あるいは4-2の準位間で反転分布 を生成することが提案されている。^[22]

再結合励起方式は主量子数の異なる準位間で反転分布を生成するので、原子番号の 比較的小さな物質を用いて短波長のレーザーを得ることが可能である。また原子番号 の小さな物質を用いるのでイオン化に要するエネルギーが小さく、高効率化が可能で ある。上記のような利点に着目し、本研究では再結合励起方式を用いた軟X線レーザ ーの研究を行なった。

1-2 再結合軟X線レーザー

1-2-1 再結合プラズマにおける反転分布の生成過程

プラズマの温度が低下して再結合が生じるときに、その再結合過程において反転分 布が発生する可能性が約20年前にGudzenkoらによって指摘された。^[11]以下、 このようなプラズマを再結合プラズマと呼ぶ。また再結合プラズマを用いて反転分布 を得る方法を再結合励起方式と呼ぶ。再結合プラズマ中での反転分布の発生過程を図 1-4に示す。以下では、水素様イオンを例に取って述べる。

完全に電離したプラズマは電子温度が低下すると再結合する。このとき主にイオン 1個と電子2個による三体再結合によって電子の1個は主量子数の大きな準位に捕ら えられ、高い励起状態の水素様イオンを生成する。捕らえられた電子は衝突遷移が支



図1-4 再結合プラズマ中に おける反転分布の発生過程。

配的なカスケードな遷移により下準位に緩和される。各準位間の自然放出確率A_{ul}は次の式で与えられる。

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 e^2}{mc^3} v_{ul}^2 \frac{g_1}{g_u} f_{lu} \qquad [s^{-1}]$$
(1-6)

式(1-6)においてm_eは電子の質量、eは素電荷、cは光速、f_{hu}は吸収振動子強度を 表す。式(1-6)に示したように、主量子数の小さな準位かち基底準位への自然放 出確率は非常に大きい。従って、中間の準位間(例えば、主量子数n=3-2、4-2)に おいて反転分布が過渡的に発生する可能性がある。このような励起方式を用いて、断 熱膨張プラズマおよび磁場により閉じ込められたプラズマ中で反転分布が観測されて いる。炭素、フッ素、ナトリウムの水素様イオンのバルマー α 線(n=3-2の遷移 以 下、H α 線と略す)の増幅が観測されている。[3, 12-14, 16-17]またアルミニ ウムやシリコンのリチウム様イオンの5f-3d線や4d-3p線でも増幅が得られている。 [15、18]

しかし、電子密度が極端に高いと主量子数の小さな準位間においても衝突遷移が輻射遷移よりも支配的となり局所的な熱平衡(Local Thermal Equilibrium 以下、 LTEと略す)が成立し、反転分布は発生しない。したがって、衝突遷移確率と自然放 出確率の釣り合いから反転分布の発生する条件が与えられる。衝突遷移確率と自然放 出確率が等しくなる準位はThermal Limitと呼ばれ、各準位がThermal Limitになる電子密度はGriemらによって次の式で与えらている。^[23]

$$n_{e} = 7 \times 10^{18} \left(\frac{kT_{e}}{Z^{2}E^{H}} \right)^{1/2} \frac{Z^{7}}{n^{17/2}} \quad [cm^{-3}]$$
(1-7)

nは主量子数、 T_e は電子温度、Zは原子番号、 E^H は水素の電離エネルギー(13.6eV) を表す。炭素の水素様イオンで各準位がThermal Limitになる電子温度、密度を図1 -5に示す。図1-5に示した境界より電子密度が高いときはLTE状態にあり、電子 密度が低いときはCapture-Radiative-Cascade(以下、CRCと略す)と呼ばれる状態 にある。反転分布はCRC状態にある準位間で発生する。例えば、電子温度が50eV、 電子密度が 10^{19} cm⁻³のときはn=3-2の準位間で反転分布生成の可能性がある。



図1-5 炭素の水素様イオンの各準位がThermal Limitになる電子温度、密度。

1-2-2 再結合軟X線レーザーの短波長化の比例則

水素様イオンのHα線で波長が軟X線領域にあるレーザーを得るために必要なプラズ マの電子温度と密度について述べる。^[24]

水素様イオンの束縛準位間のエネルギー差χ」は次の式で与えられる。

 $hv = \chi_{ul} = Z^2 \chi_{ul}^H \qquad (1-8)$

 χ_{ul} ^Hは水素の束縛準位間のエネルギー差をあらわす。以下、肩字のHは水素を表すと する。式(1-8)に示したように、レーザーの波長は原子番号乙の2乗に反比例し て短くなる。表1-1に示すように、水素様イオンのHa線を用いると、炭素のような 原子番号の小さな物質を用いても、波長が軟X線領域にあるレーザーを得ることがで きる。

また、イオン化エネルギーはE=Z²E^Hで表され、完全電離イオンを得るには電子温 度T。に対して次の条件が必要となる。

$$kT_{e} \propto fE = fZ^{2}E^{H} \qquad (1-9)$$

式(1-9)においてfは1に近い定数である。

また、電子密度に対する条件は以下のようにして導くことができる。衝突遷移のレート係数C_uは次の式で与えられる。

$$C_{ul} = 1.58 \times 10^{-5} \frac{g_l}{g_u} f_{hl} T_e^{-1/2} \chi_{hl}^{-1} G_{hl} \qquad [cm^3 sec^{-1}]$$
(1-10)

 G_{h_1} はGaunt因子をあらわす。式(1-6)および式(1-7)~式(1-10)より

Lasant	С	N	0	F	Ne	Na	Mg	Al
Z	6	7	8	9	10	11	12	13
λ [Å]	182.17	133.82	102.43	80.91	65.52	54.14	45.57	38.73

表1-1 水素様イオンのΗα線の波長

以下の関係が得られる。

$$A_{ul} \propto Z^4 A_{ul}^H$$
 (1-11)
 $C_{ul} \propto Z^{-3} C_{ul}^H$ (1-12)

(1 - 1 2)

A₁~n_sC₁より電子密度に対する条件は次の式で与えられる。

$$n_e \propto Z^7 n_e^H \tag{1-1.3}$$

式(1-8)及び式(1-13)より原子番号の大きな物質を用いて短波長のレーザ ーを得るには、プラズマの電子温度をZ²で電子密度をZ⁷に比例して高くする必要があ る。

また自然放出確率がZ⁴に比例することから冷却時間等の時間スケールは次の式に従 う。

$$\mathbf{t} \propto \mathbf{Z}^{-4} \mathbf{t}^{\mathrm{H}} \tag{1-14}$$

反転分布が発生するための電子温度、密度の目安は次の式で与えられる。^[6]

$$n_e / Z^7 \sim 10^{14}$$
 [cm⁻³] (1-15)

 $T_{a}/Z^{2} \sim 0.1E^{H}$ [eV] (1 - 1 6)

例えば、Z=6の炭素の場合、式(1-15)および(1-16)より必要な電子温度、 密度はそれぞれ50eV、2.8×10¹⁹cm⁻³となる。このことから、レーザープラズマと しては密度の低い炭酸ガスレーザーを照射して生成されるプラズマ中で、反転分布を 生成することも可能である。Z=13のアルミニウムでは230eV、6.3×10²¹cm⁻³の電 子温度、密度が必要となり、臨界密度の高い短波長のレーザーを用いる必要がある。

1-3 本論文の目的及び構成

本研究では再結合プラズマを用いた軟X線レーザーに関して以下の2点に着目した 研究を行なった。

「1〕ビームの品質が良く、出力の大きな軟X線レーザー光を得るには増幅媒質に

共振器を構成することが必要である。共振器を構成するには広い領域において長い時 間にわたって反転分布を発生する増幅媒質が適当である。このような増幅媒質を生成 するために、増幅媒質であるプラズマの閉じ込めに着目し、シリンダー状のターゲッ トを提案した。炭酸ガスレーザーをプラスチックのシリンダー状のターゲットに照射 し、生成されるプラズマの増幅媒質としての特徴を調べ、炭素のHα線の増幅を得るこ とを目的とした。

[2] 第2に、再結合励起方式を用いて、波長がウォーターウインドウ領域(炭素 と酸素のK吸収端の間 23~44Å)にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを 目的とした。ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム等に照射し、生成される断 熱膨張プラズマ中でのそれぞれのHα線の増幅特性を調べることを目的とした実験を行 なった。

以下に、本論文の各章の概要を示す。

第2章では、プラズマ中の原子過程を解析できる衝突・輻射モデルに基づくレート 方程式を解くシミュレーションコードを開発し、炭素のバルマーα遷移で反転分布を 生成するための条件を考察した。

第3章では、プラスチックのシリンダー状のターゲットに炭酸ガスレーザーを照射 し、生成されるプラズマ中で炭素のHα線の増幅を得ることを目的として行なった実験 について述べる。Hα線の利得係数を測定し、利得係数の空間分布を調べた。また、シ ミュレーション結果との比較を行ない、反転分布の発生過程を考察した。

第4章では、ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム、マグネシウム、及びア ルミニウムの薄膜等のターゲットに照射し、生成される断熱膨張プラズマ中の、それ ぞれのHα線の利得係数の測定を行なった。また、ナトリウムのHα線の利得係数の時 間変化を測定した。

第5章は結論であり、本研究で得た成果をまとめ、本論文の総括とした。

第1章の参考文献

- [1] A.Yariv, Quantum Electronics (John Willey and Sons, New York, 1975).
- [2] D.L.Matthews et al., Phys.Rev.Lett.<u>54</u>, 110(1985).
- [3] S.Suckewer et al., Phys.Rev.Lett.<u>55</u>, 1753(1987).
- [4] B.J.MacGowan et al., Phys.Rev.Lett.<u>65</u>, 420(1990).
- [5] 大道博行、加藤義章、レーザー研究、18、861(1990)。
- [6] R.C.Elton, X-RAY LASERS (Academic Press, New York, 1990).
- [7] A.N.Zherikhin et al., Sov.J.Quantum Electron.6, 82(1976).
- [8] A.V.Vinogradov et al., Sov.J.Quantum Electron.13, 1511(1983).
- [9] T.N.Lee et al., Phys.Rev.Lett.59 1185(1987).
- [10] D.M.O'Neill et al., Opt.Commun.75, 406(1990).
- [11] L.I.Gudzenko and L.A.Shelepin, Sov.Phys.JETP.18 998(1984).
- [12] C.Chenais-Popovics et al., Phys.Rev.Lett.<u>59</u>, 2161(1987).
- [13] J.F.Seely et al., Opt.Commun.<u>54</u>, 289(1987).
- [1 4] P.R.Herman et al., IEEE Trans.Plasma Sci.<u>16</u>, 520(1988).
- [15] P.Jaegle et al., J.Opt.Soc.Am.B4, 563(1987).
- [1 6] Y.Kato et al., Appl.Phys.B<u>50</u>, 247(1990).
- [17] M.Grande et al., Opt.Commun.<u>74</u>, 309(1990).
- [18] D.Kim et al., J.Opt.Soc.Am.B<u>6</u>, 115(1989).
- [19] A.V.Vinogradov et al., Sov.J.Quantum Electron.5, 59(1975).
- [20] B.A.Notrton and N.J.Peacock, J.Phys.B<u>8</u>, 989(1975).
- [2 1] T.Boehly et al., 2nd International Colloquim on X-Ray Lasers, York, UK, Sept.17-21, 1990.
- [22] F.C. Young et al., Appl.Phys.Lett.<u>50</u>, 1053(1987).
- [2 3] H.R.Greim, Plasma Spectroscopy (MacGrow-Hill, New York, 1964) p148.
- [2 4] T.Fujimoto, J.Phys.Soc.Jpn.<u>54</u>, 2905(1985).

第2章 原子過程解析用シミュレーションコードの開発

2-1 はじめに

第1章において、再結合プラズマ中での反転分布の発生過程と反転分布を得るため の電子温度、密度の簡単な条件を示した。しかし、実際のプラズマ中では各種の衝突 や輻射等の微視的な過程(原子過程)を通してエネルギーの授受が行なわれ、原子あ るいはイオンの電離状態及び励起状態が決定される。また、電離状態及び励起状態は 温度、密度の変化にともない、時間的にも空間的にも変化する。再結合プラズマ中で の反転分布はプラズマが冷却され再結合する過程で過渡的に発生する。その発生条件 を調べるにはイオンの密度分布とイオンの各準位の分布数密度の時間変化を調べるこ とが必要となる。このような原子過程を解析するために、衝突・輻射モデル(以下、 CRモデルと略す)に基づくレート方程式を解くシミュレーションコードを開発した。 [1] 本コードを用いて、水素様イオンにおける反転分布の生成過程を解析できる。 プラズマは空間的にも変化するので、流体コード等と結合したシミュレーションが必 要となるが、本章では原子過程コードだけを用い、再結合プラズマ中での反転分布の 発生過程を調べる。以下、2-2節では、コードで考慮した原子過程とそのレート係 数およびシミュレーションモデルについて述べる。2-3節では、炭素の水素様イオ ンのバルマーα遷移(主量子数n=3-2の準位間の遷移 以下、Hα遷移と略す)で反転 分布を得るための条件を議論する。

2-2 シミュレーションモデル

2-2-1 原子過程とレート係数

レート方程式を解いて、イオンの密度分布とイオンの各準位の分布数密度を求める には各準位間の原子過程の数多くのレート係数が必要となる。本節では考慮した原子 過程とその具体的なレート係数を示す。図2-1に各イオンのエネルギー準位及び考 慮した原子過程を示す。イオン種は完全電離イオンから炭素様イオンまでを取り扱う。 水素様イオンにおいてのみ励起準位を考え、他のイオンについては基底準位のみを考 える。これらの準位間の原子過程として



図2-1 レート方程式で考慮したエネルギー準位及び原子過程

- [1] 電子衝突電離
- [2] 三体(衝突) 再結合
- [3] 輻射(二体) 再結合
- [4] 電子衝突励起
- [5] 電子衝突脱励起
- [6] 束縛-束縛輻射遷移

を考慮した。以下に、各々の原子過程のレート係数を示す。

[1] 電子衝突電離 (Electron Collisional Ionization)

電子とイオンが衝突し、イオンの電子が一個飛び出す電子衝突電離の速度係数S_iの 経験式は数多く存在するが、Lotzらの式に従うと次の形で表される。^[2]

$$S_i = 3 \times 10^{-6} \xi T_e^{-1/2} \{ \exp(-u) / u \} F(u) \quad [cm^3 sec^{-1}]$$
 (2-1)
227 $u = \chi_i / T_e$

$$F(u) = Ei(u) exp(u)$$

 T_e は電子温度、 χ_i は準位iからの電離エネルギー、 ξ は最外殻電子の影響を表す因子で ある。 E_i は第1種積分指数関数を表し、F(u)の近似式として伊藤らによって求められ たものを用いた。^[3]

[2] 三体(衝突) 再結合(Three-body(Collisional) recombination)

三体(衝突)再結合は再結合プラズマ中での反転分布生成に最も強く寄与する過程 であり、電子衝突電離の逆過程である。その速度係数α₁は詳細釣合から次の式で与え られる。

 $\alpha_{i} = 1.66 \times 10^{-22} T_{e}^{-3/2} g_{i} \exp(u) S_{i-1} \quad [cm^{6} sec^{-1}]$ (2-2)
g_{i}は統計的重率を表す。

[3] 輻射(二体)再結合(Radiative(Two-body) Recombination) 輻射再結合はフォトンの放出をともなって電子1個とイオン1個が再結合する過程 であり、その速度係数βはSeatonらによって次の式で与えられている。^[4]

$$\beta = \frac{2^6}{3\sqrt{3}} \frac{\pi^{1/2} e^4}{m_e c^3} Z \lambda^{1/2} (0.43 + \ln \lambda + 0.469 \lambda^{-1/3}) \quad [c \, m^3 \, sec^{-1}]$$

(2-3)
 λ=χ_{Z-1}/T_e
 λ=χ_{Z-1,j}/T_e
 (水素様イオン以外のイオン i=2-5)
 λ=χ_{Z-1,j}/T_e
 (水素様イオンの場合 jは主量子数)

式(2-3)においてm_eは電子の質量、eは素電荷、cは光速、_{χz-i}はZ-i価のイオンの 電離エネルギー、_{χz-1,i}は準位 j からの電離エネルギーを表す。

【4】電子衝突励起(Electron Collisional Excitaion)
 準位1から準位uへの電子衝突励起の速度係数C_nEは次の式で与えられる。

$$C_{hu}^{E} = 1.58 \times 10^{-5} f_{hu} T_{e}^{-1/2} \chi_{hu} \exp(-\chi_{hu}/T_{e}) G_{hu} [cm^{3} sec^{-1}] (2-4)$$

 G_{ul} はGaunt因子である。 f_{hu} は吸収振動子強度、 χ_{hu} は準位間のエネルギー差を表す。 単純なモデル計算や近似的理論モデルによって得られる簡単な公式からのずれを表す Gaunt因子は次のように表すことができる。

$$G_{ul} = 0.19 \left[1 + 0.9 \left[1 + \frac{u(u-1)}{20} \left\{ 1 + \left(1 - \frac{2}{Z} \right) \zeta_{hu} \right\} \right] \exp(\zeta_{hu}) E_i(\zeta_{hu})$$

$$\zeta_{hu} = \chi_{hu} / T_e$$
(2-5)

[5] 電子衝突脱励起(Collisional de-excitaion)

電子衝突脱励起は電子衝突励起の逆過程であり詳細釣り合いによってレート係数 C_u^Dは次の式で与えられる。

$$C_{ul}^{D} = \frac{g_{1}}{g_{u}} \exp(\chi_{ul} / T_{e}) C_{lu}^{E} \qquad [cm^{3} sec^{-1}]$$
(2-6)

g_u、g_lは上準位、下準位の統計的重率を表す。

[6] 束縛-束縛輻射遷移

束縛-束縛輻射遷移の自然放出確率(EinsteinのA係数)は次の式で与えられる。

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 e^2 v^2}{m_e c^3} \frac{g_1}{g_u} f_{hl} \quad [sec^{-1}]$$
(2-7)

水素様イオンにおいてのみ励起準位を考えているので、式 $(2-4) \sim (2-7)$ 中の主量子数 n の準位の統計的重率 g_n 、mと n の準位間の吸収振動子強度 f_{mn} 及びエネルギー差 χ_{mn} は以下の式で与えられる。

$$g_n = 2n^2$$
 (2-8)

$$f_{mn} = \frac{2^6}{3\sqrt{3\pi}g_n} \frac{1}{(n^{-2} - m^{-2})^3} \frac{1}{n^3 m^3}$$
(2-9)

$$\chi_{\rm mn} = -\frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$
 [erg]

$$(2 - 1 0)$$

式(2-10)中のhはプランク定数を表す。

2-2-2 衝突・輻射モデルに基づくレート方程式

時間的に温度、密度が変化するプラズマ中の各準位の分布数密度の時間変化を求め るにはレート方程式の非定常解を求めなければならない。レーザープラズマは低密度 状態の極限であるコロナ平衡と高密度状態の極限である局所熱平衡(LTE)の中間の 状態にあり、この様な中間の密度領域はCRモデルで取り扱わなければならない。プラ ズマが光学的に薄いときにはCRモデルによる各準位の分布数密度の決定は式(2-1) ~(2-7)に示した原子過程のレート係数を用いて、レート方程式を連立させて求 めることができる。炭素(Z=6)に対するレート方程式を式(2-11)に示す。

$$\frac{dN_{Z-6}}{dt} = -n_e S_{Z-6} N_{Z-6} + n_e (n_e \alpha_{Z-5} + \beta_{Z-5}) N_{Z-5}$$

$$\frac{dN_{Z-i}}{dt} = -n_e (S_{Z-i} + n_e \alpha_{Z-i} + \beta_{Z-i}) N_{Z-i} + n_e (n_e \alpha_Z + \beta_Z) N_Z$$

$$(i = 2 \sim 5)$$

$$\frac{dN_{Z-1,1}}{dt} = -n_e \left\{ S_{Z-1,6} + n_e \alpha_{Z-1,6} + \beta_{Z-1,6} + \sum_{m=2}^{k_{max}} C(1,m) \right\} N_{Z-1,1} + n_e S_{Z-2} N_{Z-2} + \sum_{m=2}^{k_{max}} \left[\{ n_e C(m,1) + A(m,1) \} N_{6,m} \right] + n_e (n_e \alpha_{Z,1} + \beta_{Z,1}) N_Z \right]$$

$$\frac{dN_{Z-1,k}}{dt} = -\left[n_e \left\{\sum_{\substack{m \neq k}} C(k,m) + S_{Z-1,k}\right\} + \sum_{\substack{k > m}} A(k,m)\right] N_{Z-1,k} + n_e \sum_{\substack{m \neq k}} C(m,k) N_{Z-1,m} + \sum_{\substack{m > k}} A(m,k) N_{Z-1,m} + n_e (n_e \alpha_{Z,k} + \beta_{Z,k}) N_Z\right]$$

$$\frac{dN_{z}}{dt} = -n_{e} \left\{ \sum_{k=1}^{k_{max}} (n_{e}\alpha_{Z,k} + \beta_{Z,k}) \right\} N_{Z} + \sum_{k=1}^{k_{max}} n_{e}S_{Z-1,k} N_{Z-1,k}$$

$$(2 - 1 1)$$

N_i: i価のイオンの分布数密度 S_i: i価のイオンからの電子衝突電離のレート係数 (i = Z-2~Z-6) α_i: i価のイオンからの三体再結合のレート係数 (i = Z-1~Z-5) β_i: i価のイオンからの輻射再結合のレート係数 (i = Z-1~Z-5)

C(i, j):水素様イオンの準位 i から準位 j への電子衝突遷移(励起及び脱励起) のレート係数

A(i, j):水素様イオンの準位 i から準位 j への自然放出確率 (i > j)

水素様イオンの励起準位は主量子数n=10までを考えた。各励起準位には副準位が存 在する。副準位の分布数密度は統計的重率に従うものとした。Tallentらの計算による と炭素では電子密度が10¹⁹cm⁻³以上になると副準位の分布数密度は統計的重率に従う。 ^[6] 今、電子密度は10¹⁹cm⁻³近傍を考えるので上の仮定は成立すると考えられ、 主量子数を考慮するだけ十分である。

以上に示したレート方程式を連立させて解き各準位の分布数密度の時間発展を計算 する。このフローチャートを図2-2に示す。図2-2に示すように初期パラメータ ーの設定後、左辺=0とした定常状態の解より初期の分布数密度を決定する。電子温度、 イオン密度、電子密度の時間変化と共に各レート係数を計算し、各準位の分布数密度 の時間発展を計算する。但し、電子密度はイオン密度から式(2-12)に従って計 算する。



図2-2 原子過程解析用コードのフローチャート

$$n_{e} = \sum_{k=1}^{L_{max}} k \cdot N^{k+1}$$
 (2-1.2)

kはイオンの価数、N^{k+}はk価のイオンの密度を表す。中心周波数での利得係数Gは 式(2−13)に従って計算する。

$$G(v) = \lambda^2 A_{ul} \left(N_u - \frac{g_u}{g_1} N_l \right) S \frac{1}{4\pi\Delta v}$$
(2-13)

Sはスペクトル形状によって決まる定数である。例えば、スペクトル形状がドップラ ー広がりで決まるガウス型の場合 S= $(\ln 2/\pi)^{1/2}$ =0.47、シュタルク広がりで決まるロ ーレンツ型の場合 S= $1/\pi$ =0.32で与えられる。スペクトル線の広がりは式(1-3) で与えられるドップラー広がりで決まるとした。電子密度が 1.5×10^{19} cm⁻³の時、炭 素のHa線(波長182Å)のドップラー広がりとシュタルク広がりは等しくなる。^[7] 電子密度は 10^{19} cm⁻³近傍を考えるので、シュタルク広がりの効果を考慮しても利得係 数は最大で20%低下する程度である。このことから、スペクトル線の広がりはドップ ラー広がりで決まるとした。

- プラズマが光学的に厚いとき -

式(2-11)はプラズマが光学的に薄いときに成立するレート方程式である。プ ラズマが光学的に厚いとき、輻射再結合、自然放出の逆過程である光電離及び光励起 が無視できなくなり、輻射輸送を考慮する必要がある。ここでは輻射の吸収の効果を 以下のように取り扱う。

今、着目しているのはHα遷移での反転分布量、つまり主量子数n=3及び2の分布数 密度である。この場合、問題となるのは自然放出確率の大きなライマンα線(n=2-1 準位間の遷移 2p²P⁰-1s²S線 以下、Lα線と略す)の吸収によってn=2の分布数密 度が増加し反転分布量が減少することである。このようにLα線の吸収によってn=2の 分布数密度が増加するのを、Lα線の自然放出確率が小さくなるとして近似する。この 自然放出確率が低減される割合をescape因子と呼ぶ。escape因子Λ(τ₀)は次の式で与

えられる。[8]

$$\Lambda(\tau_0) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -(-1)^n \frac{\tau_0^n}{\sqrt{n+1} n!} \right\}$$
 (2-14)

τ₀は中心周波数での光学的厚さであり、スペクトル線の広がりがドップラー広がりで 決まるとすると次の式で与えられる。

$$\pi_{0} = \frac{\Pi_{6,1}}{\sqrt{\pi} \Delta v_{D}} \frac{g(2)}{g(1)} \frac{\Pi v_{0}}{c} B(1,2) D \qquad (2-1.5)$$

B(1,2)はn=2-1準位間の誘導放出係数である。Dはプラズマの大きさを表す。また、 τ₀>4.5の時は式(2-14)の代りに、次のHolsteinの近似式を用いることができる。 [8]

$$\Lambda(\tau_0) = \frac{1}{\tau_0 \sqrt{\pi \ln \tau_0}} \tag{2-1.6}$$

光学的に厚いときを考える場合は式(2-11)中のA(2,1)をΛ(τ₀)A(2,1)で置き換 えて計算する。

2-3 バルマーα遷移での反転分布発生条件の考察

プラズマ中でのイオンあるいは原子の電離状態および励起状態は温度、密度に依存 し、時間的にも、空間的にも変化する。同様にプラズマの再結合過程で生じる反転分 布量およびその発生時間も温度、密度および冷却速度に強く依存すると考えられる。 2-2節で述べたコードを用いて、炭素のHa遷移での反転分布発生の条件、つまりプ ラズマの温度、密度、および冷却速度に対する依存性を調べた。第3章で述べるシリ ンダー壁によって閉じ込めたプラズマのように、冷却時間が長い場合に反転分布を生 成するための条件を考察した。以下の計算では、閉じ込めたプラズマを考えるのでイ オン密度は時間的に変化しないとする。 2-3-1 イオン密度、冷却速度に対する条件

水素様イオンにおいて反転分布を生成するには、初期に完全電離プラズマを生成す る必要がある。そのために必要な初期の電子温度を評価する。図2-3に式(2-1 1)の定常状態解から得た、電離平衡状態の炭素の各イオンの存在率の電子温度依存 性を示す。図2-3においてCVII、CVI、CV、CIVは各々、完全電離イオン(C⁶⁺)、 水素様イオン(C⁵⁺)、ヘリウム様イオン(C⁴⁺)、リチウム様イオン(C³⁺)を示す。以下、 イオンの価数をあらわすのに元素記号とローマ数字で表すことにする。但し価数は(ロ ーマ数字-1)である。図2-3より、イオン密度にあまり依らず電子温度が150eV を超えると、完全電離イオンの存在率は95%を超えて、完全電離に近いプラズマが生 成される。従って、炭素プラズマをまず電子温度150eVにまで加熱する必要がある。

次に、レート方程式を解いて得られた各準位の分布数密度の時間発展を計算した結 果を示す。時間的に電子温度のみが変化するプラズマを考える。



図2-3 炭素イオンの存在率の電子温度依存性。電子温度が150eVを超えると 完全電離に近いプラズマが生成される。

イオン密度が2×10¹⁸cm⁻³一定とし、電子温度が150eVから時定数5nsで指数関数 的に低下したときの(a) Hα線の利得係数、(b) 水素様イオンのn=2-5の準位の分 布数密度、および(c) 各価数のイオンの密度の時間変化を図2-4に示す。図2-4より次のことが明らかになる。電子温度が低下するにつれ再結合により水素様イオ ンの各準位の分布数密度は徐々に増加し、電子温度が90eV以下になると主量子数 n=3-2の準位間で反転分布が生じる。電子温度が20eVで反転分布量つまり利得係数 が最大となる。反転分布量が最大となる10nsから完全電離イオンの密度が急激に減少 し、同時に利得係数も低下する。以上のように反転分布が再結合過程で発生すること が示された。

次に反転分布を生成する最適な条件を調べるために利得係数の

[1] イオン密度依存性

[2] プラズマの冷却速度依存性を調べた。

[1] イオン密度依存性

図2-5に利得係数(以下、ピーク利得係数を示すものとする)のイオン密度依存 性を示す。電子温度は150eVから時定数5nsで指数関数的に低下するとした。 イオ ン密度が~2×10¹⁸cm⁻³のときに最大の利得係数が得られている。イオン密度が2× 10^{18} cm⁻³を超えるとイオン密度が増えるにつれて利得係数は減少する。これは、イオ ン密度と共に電子密度が増加するので衝突遷移が輻射遷移よりも支配的になり反転分 布量が減少するためと考えられる。イオン密度が9×10¹⁸cm⁻³を超えると反転分布は 生成されない。時間平均した電離度を5.5とすると電子密度の上限は5×10¹⁹cm⁻³と なる。図1-5において電子温度が40eVのときThermal Limitがn=3に存在する電 子密度は5×10¹⁹cm⁻³である。反転分布が発生する電子温度のしきい値を40eVとす ると、式(1-7)から導かれる電子密度の上限とも一致する。イオン密度が最適値 よりも低くなると利得係数が低下する。これは反転分布に寄与するイオン数が減少す ること、およびイオン密度の減少と共に電子密度が低下し、三体再結合の確率が減少 するためと考えられる。



図 2 - 4 電子温度が150 e Vから5nsで指数関数的に低下したときの(a)利 得係数、(b)水素様イオンのn=2-5の各準位の分布数密度、(c)各価数のイ オンの密度の時間変化。イオン密度は2×10¹⁸ c m⁻³である。





[2] プラズマの冷却速度依存性

次に、電子温度が初期温度150eVから指数関数的に減少するとして、その時定数_で を変化させて利得係数のプラズマの冷却速度に対する依存性を調べた。イオン密度は 2×10¹⁸cm⁻³とした。利得係数および利得の発生時間の冷却速度に対する依存性を図 2-6に示す。冷却速度が短い時、高い利得係数が得られるがその発生時間幅は短く なる。一方、冷却速度が短い時、利得係数は低くなるが時間幅は長くなる。時定数が 5nsのときには、ピークの利得係数は2.8cm⁻¹であり、その時間幅は4.0ns(FWHM) である。再結合励起方式では、冷却時間を短くして大きな反転分布量を一気に生成す るか、それとも冷却時間を長くして小さな反転分布量を長い時間にわったて維持する かのどちらか一方にならざるを得ない。前者は第4章で述べる自由膨張プラズマ中で の反転分布の生成方法であり、後者は第3章で述べるような冷却時間の長い閉じ込め たプラズマ中での反転分布生成の方法である。

冷却時間が長くピークの利得係数が低い場合でも、共振器を構成することによって 利得長積を長くすることができる。増幅媒質に共振器を構成し、軟X線レーザーを得



図2-6 利得係数の冷却速度依存性。イオン密度は2×10¹⁸ cm⁻³である。冷却時 間が5 n s と 長い時でも、2.8 cm⁻¹のピーク利得係数が得られ、その発生時間は4 n s (FWHM) である。

るには共振器内での損失を考慮した最適化を行なう必要がある。長さL、利得係数gの増幅媒質に反射率r₁、r₂のミラーを用いて共振器を構成する場合を考える。増幅媒質内での軟X線光の屈折等による損失がないとするとレーザー発振が起こるための利得係数のしきい値は式(2-17)より与えられる。

 $r_1 r_2 \exp(2gL) \ge 1$

(2 - 1 7)

多層膜鏡で達成可能なミラーの反射率 $r_1 = r_2 = 20\%$ を用いて、L=1cmとすると必要な利 得係数gは1.6cm⁻¹となる。図2-6に示したように~2cm⁻¹は5ns程度の冷却時間 で達成できる。この時、利得の発生時間は4nsであり、共振器の構成が可能なナノ秒 オーダーの反転分布の生成が可能である。しかし、式(2-17)は理想的な場合で あり、実際には利得長積5が必要とされており、長さが2cmを超えるような増幅媒質 の生成が必要となる。

2-3-2 ライマンα線の吸収の効果

水素様イオンのHa遷移で反転分布を得るときに、La線の再吸収はn=2の分布数密 度を増加させ反転分布量を減少させる。2-1節で述べたescape因子を用いてLa線 の自己吸収の影響を調べる。式(2-15)に示したように吸収の効果はプラズマの 大きさで決るので、同時に光学的に厚いときの増幅媒質の断面積の大きさの目安を得 ることができる。

D=10µmのときの(a) H α 線の利得係数、(b) L α 線の光学的厚さおよびescape 因子、および(c) 各電荷数のイオン密度の時間変化を図2-7に示す。イオン密度 は2×10¹⁸cm⁻³であり、電子温度は150eVから時定数5nsで指数関数的に低下すると している。図2-7に示したように、光学的厚さは基底準位の分布数密度の増加とと もに増大する。利得係数がピークになるときの光学的厚さは~0.6である。このときの escape因子は0.67であり、L α 線の自然放出確率は2/3になる。ピーク利得係数は 0.6cm⁻¹であり、光学的に薄いときの1/5に減少する。以上のように、L α 線の吸収に よる利得係数の低減が問題となる。

光学的に厚いとき、利得係数のプラズマの大きさに対する依存性を図2-8に示す。 イオン密度は 2×10^{18} cm⁻³であり、電子温度は150eVから時定数5nsで指数関数的に 低下するとしている。図2-8に示したように、プラズマの大きさDが大きくなるに つれて利得係数は低下する。Dが50µm以上では反転分布は発生しない。この結果よ り、増幅媒質の大きさはL α 線の吸収の効果を考慮すると50µm以下に制限される。 しかし、実際のプラズマは流体として運動をしているので、式(2-15)に示した 熱運動によるドップラー広がりのほかにプラズマ自身の運動によるドップラーシフト が存在し、L α 線の再吸収の効果は低減される。これはMotional Doppler Decouplingと呼ばれる。この効果を考慮すると光学的厚さは次の式で与えられる。^[9]

$$\tau = 10^{-2} n(1) \left(\frac{dv}{dl}\right)^{-1} \lambda_{21}$$
 (2-18)

n(1)は基底準位の分布数密度、dv/dlは速度勾配、 λ_{12} はL α 線の波長を表す。図 2 - 7 で利得係数がピークのとき、n(1)~10¹⁸cm⁻³である。 λ_{12} =33.8Å、dv/dl=10⁻¹⁰と



図2-7 L α 線の吸収を考慮したときの(a)利得係数、(b) L α 線の光学的厚 さとescape因子、および(c) 各価数のイオンの密度の時間変化。プラズマの大きさ は10 μ mとしている。



D[micron]

図2-8 Lα線の吸収を考慮したときの利得係数のプラズマの大きさに対する依存 性。増幅媒質の大きさはLα線の吸収により50μmに制限される。

するとτ~0.3となり、Motional Doppler DecouplingによりLα線の光学的厚さは1/2に 低減される。また本コードではヘリウム様イオンの励起準位が考慮されていない。し たがって水素様イオンの基底準位の緩和時間は実際よりも長くなっているものと考え られる。なぜなら水素様イオンの基底準位からヘリウム様イオンの励起準位への緩和 速度は基底準位への緩和速度よりも大きいからである。従って、水素様イオンの基底 準位の分布数密度は実際は少ないと考えられる。すなわちLα線の吸収の効果も低減さ れる。

以上のように光学的に厚いとしたときのプラズマの大きさに対する制限は図2-8 に示されたより緩やかであると考えられる。したがって100μmを超える大きさの増 幅媒質を生成することが可能である。

2-4 まとめ

第2章では再結合プラズマ中における水素様イオンでの反転分布生成の条件を考察 するために、原子過程を解析できるCRモデルに基づくレート方程式を解くシミュレー ションコードの開発を行なった。 開発を行なった。

このコードを用いて炭素の水素様イオンのHα遷移での反転分布発生の条件を考察し、 以下の条件が必要であることを示した。

(1) 完全電離プラズマを生成するには、電子温度150eVにまで加熱する必要がある。

(2) 反転分布を生成するためのイオン密度の最適値および上限値が存在し、各々
 2×10¹⁸cm⁻³、5×10¹⁸cm⁻³であった。イオン密度の上限値から導かれる電子密度の
 上限値はThermal Limitから導かれる電子密度の上限値とも一致した。

(3) プラズマの冷却速度と利得係数および利得の時間幅の依存性を調べた。冷却 速度が5nsと比較的長い場合でも、ピーク利得係数2.8 cm⁻¹を得ることができ、反転 分布の発生する時間幅は4nsであった。

(4) Lα線の吸収により、Hα線の利得係数は低下する。しかし、Lα線の吸収の効 果を考慮しても、断面の大きさが100μmを超える増幅媒質の生成が可能である。

(3)、(4)は増幅媒質であるプラズマを閉じ込めることによって、広い領域で長い時間にわたり反転分布を発生する炭素のHα線の増幅媒質の生成が可能であることを示している。
第2章の参考文献

[1] H.Daido et al., J.Opt.Soc.Am.B7, 266(1990).

[2] W.Lotz, Z.Phys.<u>216</u>, 241(1968).

[3] M.Itoh et al., Phys. Rev. A<u>35</u> 233(1987).

[4] M.J.Seaton, Mon.Not.R.Aston.Soc.<u>119</u>, 81(1959).

[5] M.J.Seaton, in Atomic and Molecular Processes, edited by D.R.Bates(Academic, New York, 1965).

[6] G.J.Tallents, Phys.Rev.A29, 3461(1984).

[7] D.H.Oza et al., Phys.Rev.A34, 4519(1986).

[8] R.H.Huddlestone, Plasma Diagnostics Technique, (Academic, New York, 1965)p201.

[9] M.H.Key Private Communication.

第3章 シリンダー閉じ込めプラズマ中における

炭素バルマーα線レーザー

3-1 はじめに

再結合プラズマ中において水素様イオンのHa遷移で反転分布を生成するためには完 全電離プラズマを急冷することが必要である。このような急冷は断熱膨張プラズマ中 で実現される。平板ターゲットやファイバーターゲットに線状集光したレーザーを照 射し、生成される断熱膨張プラズマ中における反転分布の観測は数多く報告されてい る。^[1-4] 第2章で示したように、急冷プラズマ中では高いピーク利得係数を得 ることができる。また、Ha線の増幅を得るために問題となるLa線の吸収の影響はプ ラズマが膨張することによって起こる Motional Doppler Decoupling により低減さ れる。しかし、電子密度の急激な減少、及び密度勾配による軟X線光の屈折により反 転分布の発生する時間幅や領域が制限される。

一方、プラズマの冷却速度が遅い時、利得係数のピーク値は低下するが、反転分布 が発生している時間幅は長くなる。多層膜反射鏡の開発技術の進歩により軟X線領域 でも数10%の反射率を持つものが得られている。利得係数のピーク値が低い時でも、 共振器を構成し、増幅長を長くすることにより高い利得長積を得ることが可能である。 また、共振器を構成するには反転分布の発生する領域が広い増幅媒質が望ましい。こ のような増幅媒質を生成するにはブラズマを広い領域で長時間にわたり維持すること が必要となり、筆者はプラズマを閉じ込めることに着目した。プラズマを閉じ込める ことによって最適な電子密度を保持しつつ冷却することができれば、高い利得係数を 得ることも可能である。筆者は閉じ込めたプラズマを生成するためにシリンダー状の ターゲットを提案した。このような閉じ込めたプラズマ中では冷却速度が遅いので、 アルミニウムのHa線のような波長の短いレーザーを得ることは困難である。本章では、 波長が182Åと比較的長い炭素のHa線の増幅を得ることを目的とした。以下、3-2 節では、本研究で提案したシリンダー型ターゲットについて述べる。3-3節では、 実験で用いた装置および実験条件について述べる。3-4節では、Ha線の利得係数の

31

測定について述べる。また、プラズマパラメーターの測定を行ない反転分布発生条件 の考察を行なった。3-5節では、利得係数の空間分布の測定について述べる。3-6節では、流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ない、実験 結果との比較・検討を行ない反転分布の発生過程を考察した。3-7節は本章の総括 である。

3-2 シリンダー型ターゲット

プラズマを閉じ込める方法として

(1)磁場による閉じ込め

(2) シェルの慣性による閉じ込め^[5]

があげられる。磁場により閉じ込めたプラズマの代表例としてはトカマクが挙げられ る。既に、磁場により閉じ込めたレーザープラズマ中で炭素の水素様イオン及びアル ミニウムおよびシリコンのリチウム様イオンにおいて反転分布が観測されている。^[6、 7]しかし、プラズマを磁場によって閉じ込めるには高速電子による自己発生磁場^[8] を用いない限りは外部磁場が必要となり、大規模な実験装置が必要になる。従って、 慣性による閉じ込めに着目し、図3-1に示す中空のシリンダー状のターゲットを提 案した。^[9]長さ1cm、直径3mmの中空のパリレン (C_8H_8)シリンダーの一端に 厚さ0.2µmの薄膜を取り付けた。シリンダー壁には長さ0.9cm、幅0.5mmの軟X線 用の観測窓を設けた。図3-2にシリンダー型ターゲットの外観を示す。レーザー光 を長焦点の集光系(焦点距離3m)を用いて薄膜の中央に照射する。レーザー光は薄 膜上で吸収され、一部は散乱されてシリンダーの内壁上で吸収される。その結果、プ ラズマは薄膜及びシリンダーの内壁で生成され、シリンダー壁によって閉じ込められ る。

薄膜で生成されたプラズマがシリンダー内にすべて閉じ込められたとし、C VI Hα 遷移で反転分布を生成するのに適当な~ 10^{19} cm⁻³の電子密度を得るように、薄膜の厚 さは0.2µmとした。このとき、式(3-1)で与えられる質量アブレーション速度 $\begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix}$ より、0.2µmの薄膜はバーンスルーすることがわかる。従って、薄膜はシリン ダーの長軸方向のスペクトル計測には影響を与えない。



図3-1 (a)シリンダー型ターゲット及びH α線の利得係数の測定の実験配置。 軸方向および断面方向からスペクトルを観測し、スペクトル線の強度比より利得係数 を決定する。(b)軟X線像よりシリンダー内にプラズマ柱が生成されているのを観 測した。

$$\dot{m} = 4.65 \times 10^5 \frac{A}{Z} f^{2/3} \lambda^{-4/3} I_{abs}^{1/3} [g/cm^2 \cdot s]$$
 (3-1)

式 (3-1) においてAは質量数、Zは原子番号、f は flux Limitaion factor、 λ は μ mで規格化した照射レーザーの波長、 I_{abs} は 10^{14} W/cm²で規格化した吸収レーザー強度を表す。ここでは f=0.1 とした。

次に、シリンダー壁の慣性によるプラズマの閉じ込め時間を評価する。慣性による 閉じ込め時間 τ_i は次の式で与えられる。^[11]

ラズマを考え、Z*=3.5、n_e=5×10¹⁸cm⁻³、T_e=150eVとするとK_t=2.4cm⁻¹となる 及収度L_t=1/K_tとすると、L_t=0.4cmとなりシリンダー長は炭酸ガスレーザーの吸収



図 3 - 2 シリンダー型ターゲットの外観

$$\tau_{i} = \frac{a}{4} \left(\frac{\rho_{s}}{P}\right)^{1/2}$$

= 1.5 × 10⁻⁸ $\frac{\bar{a}}{\bar{n}^{1/2} \bar{T}_{e}^{1/2}}$

(3-2)

 ρ_s はシリンダーの質量密度(1.1g/cm³)、Pはプラズマの圧力である。āはmmで規格 化したプラズマの半径、nは10²¹cm⁻³で規格化した電子密度、T_eはkeVで規格化し た電子温度を表す。ā=1.5mm、n=10¹⁹cm⁻³、T_e=150eVとすると、 τ_i ~580ns である。レーザーのパルス幅 (50ns)と比較すると、シリンダーによるプラズマの閉 じ込め時間は十分に長い。

また、図3-1に示したように、レーザーをプラズマの長軸方向に沿って照射する ので炭酸ガスレーザーの吸収長によってシリンダーの長さ、即ちプラズマの長さが制 限される。炭酸ガスレーザーの吸収係数は次の式で与えられる。^[12]

$$K_{L} = 500Z^{*}n_{e} \left(\frac{n_{e}}{n_{ec}}\right) T_{e}^{-3/2}$$

$$(3-3)$$

$$Z^{*} = \langle Z^{2} \rangle / \langle Z \rangle$$

$$(2-4)$$

 n_{ec} は照射レーザーの臨界密度、 n_{e} は10¹⁸cm⁻³で規格化した電子密度である。CHプ ラズマを考え、Z*=3.5、 n_{e} =5×10¹⁸cm⁻³、 T_{e} =150eVとすると K_{L} =2.4cm⁻¹となる。 吸収長 L_{L} =1/ K_{L} とすると、 L_{L} =0.4cmとなりシリンダー長は炭酸ガスレーザーの吸収 長により制限される。しかし、T_e=300eVとするとK_L=0.9cm⁻¹となり、L_L=1.1cmが 見込まれ、長さ1cm程度のプラズマの生成は可能であると考えられる。

3-3 実験装置および実験条件

本節では実験に用いた実験装置及び実験条件について述べる。

本実験に用いたレーザー装置を図3-3に示す。炭酸ガスレーザーシステム「烈光 VIII号」^[13]の双頭型の最終増幅器の一方に不安定共振器を構成し発振器として用 い、他方を増幅器として用いた。発振器と増幅器間の寄生発振および利得回復による retoroパルスの発生を防止するために、可飽和吸収セルを装着している。レーザー波 形を図3-4に示す。モード選択をしていないので多モード発振になっている。エネ ルギーは300~500J、パルス幅は半値全幅で50nsであった。



図3-1(a)に実験配置を示す。レーザー光を焦点距離3mの球面鏡で集光し、 ターゲットの薄膜の中央に照射する。スポット径は500µmであり、最大のレーザー強 度は5×10¹²W/cm²であった。レーザー光の集光アライメントはハルトマンマスク法 を用いて行った。^[14] ターゲットの位置設定を含め、全体の位置及び角度のアラ イメント精度は各々±100µmおよび±3mradであった。

利得係数の測定のために2台の平面結像型斜入射分光器を用いた。自然放出光増幅 (以下、ASEと略す)光が得られるプラズマの長軸方向、つまりシリンダーの中心軸 上に1台の分光器を設置した。以下、この方向を軸方向とする。他の1台の分光器を 軸方向と直交する方向に設置した。以下、この方向を断面方向とする。これら2台の 分光器には不等間隔の格子溝をもつ回折格子を用いており、平面上にスペクトル結像 面を得ている。^[15] さらに、断面方向に高い分解能を有する斜入射分光器

(Spectral Precision Model 1100S) を設置し、プラズマの電子温度・密度等の測

Spectral Precision Model 1100S 軟X線ピンホールカメラ	
斜入射分光器	観測波長:10~300Å
平面結像型斜入射分光器 (断面方向)	観測波長:40~300Å 波長分解能:0.3Å 検出器:KODAK 101-07フィルム
平面結像型斜入射分光器 (軸方向)	観測波長:40~300Å 波長分解能:0.3Å 検出器:KODAK 101-07フィルム

表3-1 使用した計測器の性能等の一覧

定に利用した。また、軟X線像を観測するために軟X線ピンホールカメラを用いた。 すべての計測器において、軟X線の検出には軟X線領域で非常に高い感度を有する KODAK 101-07フィルムを用いた。このフィルムの感度曲線(H-D曲線)はX線 管とレーザープラズマを光源として較正した。^[16] 表3-1に使用した計測器の 性能・計測対象の一覧を示す。図3-1(a)に示したように、断面方向からの軟X 線の発光は観測窓を通して観測した。

3-4 炭素バルマーα線の利得係数の測定

3-4-1 まえがき

3-2節で述べたシリンダー型ターゲットを用い、閉じ込めたプラズマにおいて、 炭素のHa遷移で反転分布を得ることを目的とした実験を行なった。軸方向および断面 方向から時間・空間積分スペクトルを観測し、Ha線の利得係数の測定を行なった。ま た、原子番号の大きな物質の輻射冷却を用いてプラズマの冷却速度を速め、より高い 利得係数を得るために、塩素を含むターゲットを用いて利得係数の測定を行なった。 また、電子温度・密度の測定を行ない、反転分布の生成条件および塩素の輻射冷却の 効果を調べた。

3-4-2 利得係数の測定方法

ASEを観測する方法として

- (1) 増幅媒質の長さを変化させてスペクトル線の強度の指数関数的な成長を 観測する。
- (2) ASE光が得られる方向とその断面方向から同時に観測したスペクトル 線の強度比を調べる。
- (3)反転分布が生成される2つの準位から他の共通の準位へのスペクトル 線の強度を調べる。

があげられる。第1の方法が最善であると考えられるが、利得係数を決定するには再 現性の良いショットを数多く必要とする。また第3の方法では反転分布は比較的容易 に観測することができるが、計測器の絶対較正を行なわなければ、利得係数を評価す ることはできない。また、吸収の大きなスペクトル線を用いたときには誤った結果を 導く可能性がある。本実験では第2の方法を用いて軸方向および断面方向の2台の分 光器を用いて、同時に観測したスペクトル線の強度比より利得係数を決定した。この 方法を用いると1ショットで利得係数が決定できる利点がある。しかし、この方法を 用いるとき、2台の分光器の相対的な感度比および分光器のX線の捕集効率を注意し て決定しなければならない。

増幅媒質の断面積をA、長さLとし、かつ断面方向の大きさが十分小さく、利得係数が極端に大きくなければ軸方向と断面方向で観測するスペクトル線の強度I_{ax}および I_{tr}はそれぞれ次の式で与えられる。^[17、18]

$$I_{ax} = I_{sp} A \frac{\left[\exp(gL) - 1 \right]^{3/2}}{g \left[gL \exp(gL) \right]^{1/2}}$$
(3-5)

$$I_{tr} = I_{sp}AL \tag{3-6}$$

g および I_{sp} はそれぞれ利得係数、単位体積あたりの自然放出光の強度を表す。式(3 - 5) および式(3 - 6) から利得長積 gL と軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比 I_{ax}/I_{tr} の関係は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}}{I_{tr}} = \frac{\left[\exp(gL) - 1\right]^{3/2}}{gL[gL \exp(gL)]^{1/2}}$$
(3-7)

以上のように、 I_{ax}/I_{tr} を観測し、式(3-7)より利得係数を決定できる。図3-5 に利得係数を決定する手順を示す。

2台の分光器を用いるので、その感度比をあらかじめ決定しなければならない。 2台の分光器に対して等価な光源を与えるために、図3-5に示したように2台の分 光器のなす角の2等分線と幅の狭い薄膜ターゲットの法線方向が一致するようにター ゲットを設定する。このターゲットにレーザーを照射し、生成されるプラズマからの スペクトル線の強度比より2台の分光器の感度比 Rc(λ)を決定する。この感度比 Rc(λ)は分光器の回折格子の違い等によって波長依存性を持つことがある。この2台

1. Cross calibration



 $I_{ax}^{obs}(\lambda)$

図3-5 利得係数決定と感度比較正の概念図。感度比を較正した2台の分光器を用いて軸方向および断面方向において観測したスペクトル線の強度比より利得係数を決定する。

の分光器の感度比の決定を以下、クロスキャリブレーションと呼ぶ。以上より、 I_{ax}/I_{tr} は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{I_{ax}^{obs}(\lambda)}{I_{tr}^{obs}(\lambda)} / R_{c}(\lambda)$$
(3-8)

式(3-8)においてI_{ax}^{obs}(λ)およびI_{tr}^{obs}(λ)は観測した強度を示す。

図3-1(a)に示したように、断面方向のスペクトルをシリンダー壁の観測窓を 通して観測しているので、観測体積比を補正する必要がある。この観測体積比をR_vと すると、I_{ax}/I_{tr}は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{I_{ax}^{obs}(\lambda)}{I_{tr}^{obs}(\lambda)} / R_{c}(\lambda) R_{v}$$
(3-9)

ターゲットの形状からR_vを次のようにして決定できる。断面方向の分光器のスリット とターゲットの間の距離は50cmでありターゲットの直径より十分に大きい。断面方 向の分光器は観測方向に沿ってターゲットの観測窓に平行な領域を観測する。従って、 断面方向の分光器が観測する体積は窓の面積とシリンダーの直径の積で求めることが できる。軸方向の分光器の観測方向とシリンダーの中心軸が一致するので、その観測 する体積はシリンダーの体積に等しい。観測窓は幅0.5mm、長さ0.9cmであるので、 R_vは5.2となる。式(3-9)よりHα線だけでなく他のすべてのスペクトル線の増幅、 あるいは吸収の評価が可能である。以上の方法を用いる時、軟X線の捕集効率はター ゲットの大きさに依らず一定でなければならない。軸方向においても分光器のスリッ トとターゲットの距離は1mであり、ターゲットの大きさに比べて十分大きいので、 クロスキャリブレーション用のターゲットとシリンダーターゲットで軟X線の捕集効 率は一定であると考えられる。

また、参照線の強度比を用いて2台の分光器の相対感度比を求めることができる。 $\begin{bmatrix} 6,9 \end{bmatrix}$ 参照線として、増幅も吸収もない光学的に透明であるスペクトル線を選ば なければならない。参照線として、CVI Hy線(5d²D-2p²P⁰線、波長120.5Å)を選ん だ。Hy線はHa線と同じ下準位を持ち、かつ上準位がHa線よりも上であるので吸収の 効果はHa線よりも小さい。主量子数 n=2 への遷移であるので、基底準位へのスペク トル線に比べて吸収は小さい。Hy線はHa線と同じく n=2 への遷移であり n=5-2の 準位間で反転分布が発生する可能性がある。しかし、図2-4 (b) に示したシミュ レーション結果より、n=5-2の準位間の反転分布量は小さいので、Hy線はほとんど増 幅されないと考えられる。さらに2つのスペクトル線は同じイオン種から放出される ので、発光領域は同じであると考えられる。これらのことからHy線を参照線として用 いることができる。この場合、観測体積比の補正は必要ないので、軸方向と断面方向 のスペクトル線の強度比I_{ay}/I_{tr}は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}(H_{\alpha})}{I_{tr}(H_{\alpha})} = \frac{I_{ax}^{obs}(H_{\alpha}) / I_{ax}^{obs}(H_{\gamma})}{I_{tr}^{obs}(H_{\alpha}) / I_{tr}^{obs}(H_{\gamma})}$$

(3 - 1 0)

この方法を用いるには2台の分光器の感度の波長依存性は120Å~182Åの波長領域で 同じでなければならない。使用した2台の分光器は同じ種類の回折格子を持ち、その 反射率は100Å~200Åの波長領域でほぼ一定である。^[19]参照線としてHβ線

(4d²D-2p²P⁰線 波長134.9Å)を用いることもできる。^[6]しかし、3-4-3
 -2項で示すように、Hβ線はLα線の4次光と完全に重なり、参照線として用いることはできなかった。しかし、参照線を用いる時は、その増幅/吸収を定量的に評価しなければならない。参照線として用いたHy線が光学的に透明であることを3-4-3
 -2項で示す。

以上のように、2種類の方法を用いて利得係数の評価を行なった。

3-4-3 実験結果及び考察

3-4-3-1 分光器の感度比の決定(クロスキャリブレーション)

利得係数を決定するために軸方向及び断面方向のスペクトル線の強度比を用いるの で、3-4-2節で述べたように2台の分光器の感度比を決定しなければならない。 図3-6中に示すように、レーザーの入射方向に対して45°傾けた幅2mm、厚さ 0.2µmのマイラー ($C_5H_8O_2$)薄膜にレーザーを照射する。裏面から観測したスペク トル線の軸方向と断面方向の強度比を用いて感度比を決定した。クロスキャリブレー ションに用いたスペクトル線の遷移および波長を表3-2に示す。感度比の波長依存 性を図3-6に示す。2台の分光器には同じ型の回折格子が使用されており、かつそ の反射率は100Å~200Åの波長領域でほぼ一定(ずれは10%以内)であるので、^{[1} ^{9]} 図3-6に示した波長に依らず、ほぼ一定の感度比を得ることができた。この時 の相対感度比は0.23±0.08であった。エラーバーはショット毎のばらつきから評価し た。一方、2台の分光器の立体角から求めた感度比は0.27であり、実験から得た値と

も測定誤差の範囲で一致しており、正確な2台の分光器の感度比が得ることができた。

41



図3-6 軸方向および断面方向の2台の分光器の感度比。等価な光源を与えるよう に設置した薄膜ターゲットにレーザーを照射し、観測したスペクトル線の強度比より 感度比を決定する。

表3-2	クロス・	キャリブレー	ショ	ンに用いた
------	------	--------	----	-------

Transition	Wavelength
O VI $4p^2P^0-2s^2S$	115.83Å
O VI $5d^2D-2p^2P^0$	116.39Å
O VI $4d^2D-2p^2P^0$	129.84Å
O VI $3p^2P^0-2s^2S$	150.01Å
O VI $3d^2D-2p^2P^0$	173.03Å
O VI $3s^2S-2p^2P^0$	184.06Å
$C V 4p^{1}p^{0}-2s^{1}S$	186.33Å
OV 3d ³ D-2p ³ P ⁰	192.83Å

スペクトル線の遷移および波長の一覧

42

3-4-3-2 バルマーα線の利得係数の測定

本節では、炭素のHa線の利得係数の測定について述べる。

図3-1(b)は軟X線ピンホールカメラを用いて観測した軟X線像である。白い 部分が軟X線の発光領域である。観測窓からの発光およびレーザー導入口付近の吹き 出しプラズマからの発光を観測した。観測窓からの発光域の大きさは長さが~0.9cm、 幅が~0.7mmで初期の窓の大きさと一致しており、シリンダー内にプラズマ柱が生成 されているのを確認した。このことから、式(3-7)の利得長Lはシリンダーの長 さとした。吹き出しプラズマの部分(大きさ~2mm)を考慮しても利得係数は20% 低下するだけであり、得られる利得長積は変化しない。



図3-7 C_8H_8 シリンダーを照射し、(a)軸方向、および(b)断面方向で観測したスペクトル。軸方向のスペクトルにおいてHa線の強い発光を観測した。(c)軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。Ha線の利得係数は2.3cm⁻¹であった。

図3-7に120~185Åの波長領域の(a)軸方向及び(b)断面方向で同時に観 測したスペクトルを示す。炭素のバルマー系列線の他に、パリレンを蒸着した時に混 入したと考えられる酸素のリチウム様(OVI)及びベリリウム様(OV)イオンから のスペクトル線も観測した。スペクトル線の同定にはグロトリアンダイアグラム等を 利用した。[20, 21]スペクトル線の遷移および波長等を表3-3にまとめて示す。 軸方向のスペクトルにおいてHa線の強い発光を観測した。式(3-9)より求めた軸 方向と断面方向のスペクトル線の強度比 I_{ax}/I_{tr} を図3-7(c)に示す。Ha線では $I_{ax}/I_{tr}=2.38\pm0.83>1$ であり増幅を示している。式(3-7)より利得係数は

表3-3 C₈H₈シリンダーを照射し、観測したスペクトル線の遷移、

Transition	Wavelength	Iax/Itr
C VI $5d^2D-2p^2P^0$	120.50Å	0.97±0.35
O VI $4d^2D-2p^2P^0$	129.84Å	0.49±0.17
O VI $4s^2S-2p^2p^0$	132.30Å	1.18±0.67
C VI $4d^2D-2p^2P^0$	134.94Å	Higher order Blended
$O V 5d^3D-2p^3P^0$	138.08Å	1.13±0.63
$O V 3p^1P^0-2s^1S$	139.03Å	0.43±0.21
O VI 3p ² P ⁰ -2s ¹ S	150.10Å	0.38±0.14
$OV 4d^3D-2p^3P^0$	151.54Å	0.55±0.27
$O V 3p^{3}p^{0}-2s^{3}p^{0}$	164.60Å	0.97±0.37
оv зр ³ S-2s ³ P ⁰	166.18Å	1.01±0.55
$O V 3p^3 D - 2p^3 P^0$	168.07Å	0.85±0.40
O VI $3d^2D-2p^2P^0$	173.01Å	0.46±0.14
C VI $3d^2D-2p^2P^0$	182.17Å	2.38±0.83
O VI $3s^2S-2p^2P^0$	184.06Å	0.58±0.25

波長、および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

2.3(+0.5/-1.0)cm⁻¹ であった。エラーバーはクロスキャリプレーションにおけるシ ョット毎のばらつきから評価した。他のスペクトル線は O VI 4s²S-2p²P線のように $I_{ax}/I_{tr}\sim1$ つまり光学的に透明であるか、あるいは、 O VI 3d²D-2p²P⁰線のように $I_{ax}/I_{tr}<1$ つまり光学的に厚い。測定誤差を含めても増幅を示したのはHa線だけであった。

式 (3-7) および式 (3-10) を用いても利得係数を求めることができる。図 3-7に示すように、参照線として用いるC VI Hy線はC V 2p¹P⁰-1s¹S(40.3Å)の3 次光と部分的に重なっている。Hy線の正確なスペクトル線の強度を評価するために、 重なり成分の除去を行なった。スペクトル線の重なりの除去は次のようにして行なっ た。ます、波長がHy線に近く、かつ他のスペクトル線との重なりのないスペクトル線 を用いてその形状を決定する。この場合はO VI 4d²D-2p²P⁰線を用いた。分光器の分 解能が0.3Åと高くないので、スペクトル線の形状は装置関数で決まるとした。観測し たスペクトル線が式 (3-11) に示すローレンツ様の形状であるとし、最小2乗法 を用いたフィティングを行ない、式 (3-11) の α および β を決定する。^[22]

$$I(\lambda) = I(\lambda_0) \frac{\beta}{|\lambda - \lambda_0|^{\alpha} + \beta}$$
(3-11)

式 (3-11) において λ_0 はスペクトル線の中心波長を表す。観測したスペクトルが 式 (3-11) で表される形状のスペクトル線の重ね合わせであるとし、最小2乗法 を用いたフィティングを行ない、それぞれのスペクトル線の強度を評価した。スペク トル線の分離を行なった結果を図3-8に示す。図3-8において実線は観測したス ペクトル、破線は分離したスペクトル線、一点鎖線は分離したスペクトル線の重ね合 わせを表す。図3-8において実線と一点鎖線は一致しなければならない。しかし、 軸方向においてC V 2p¹P⁰-1s¹Sの3次光付近では一致していない。しかしながら、 実線と一点鎖線はHy線付近ではよく一致しておりフィッテングにから生じる誤差は 15%以内である。このとき、 $I_{ax}(H\alpha)/I_{tr}(H\alpha)=2.23\pm0.33$ であり、式 (3-7)より 利得係数は2.1(+0.3/-0.2)cm⁻¹となる。第2の方法では参照線を用いている。この場

45



図3-8 Hy線とCV 2pⁱP-1sⁱS線の三次光が部分的に重なっているので重なりの 除去を行ない、Hy線の強度を評価した。(a)軸方向(b)断面方向から観測した スペクトル。

実線:観測したスペクトル

破線:重なりを除去したときのそれぞれのスペクトル線

一点鎖線:破線で示したスペクトル線の重ね合わせ

合、参照線は光学的に透明、つまり $I_{ax}/I_{tr}=1$ でなければならない。図3-7(c)より $H\gamma$ 線では $I_{ax}/I_{tr}\sim0.97$ とほぼ光学的に透明であり $H\gamma$ 線を参照線として用いることが可能であることを確認した。

違った2種類の方法を用いて求めた利得係数は測定誤差の範囲で一致した。従って、

Hα線の確定的な利得係数2.2(+0.6/-1.1)cm⁻¹を得ることができ、互いの方法のクロ スチェックを行なうことができた。

より高い利得係数を得るには、プラズマをより速く冷却する必要がある。プラズマ を急冷するには、原子番号の大きな物質の輻射損失を用いることは効果的である。^[4、 23] この効果を調べるために、パリレンの水素の1個あるいは2個を塩素で置換し たもの (C_8H_7Cl および $C_8H_6Cl_2$)をターゲットの材質として用いた。シリンダーの長さ、 半径、薄膜の厚さ等は図3-1 (a)に示したものと同じである。利得係数を測定す るために、軸方向および断面方向から同時にスペクトル測定を行なった。図3-9



図 3 - 9 $C_8H_7Clシリンダーを照射し、(a) 軸方向および(b) 断面方向で観測し$ $たスペクトル。(c) 軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。<math>H\alpha$ 線の利得係数は 2.8cm⁻¹であった。

に $C_8H_7Cl p - f' v$ トを照射し、(a)軸方向、および(b)断面方向で観測した 170Åから190Åの波長領域のスペクトルを示す。表3-4にスペクトル線の遷移およ び波長をまとめて示す。図3-9に示したようにHa線はCl XI 2p²P-2s²P⁰線 (181.84Å)と部分的に重なっている。Ha線の正確な強度を求めるために、図3-8と 同様な重なり成分の除去を行なった。Ha線近傍でのフィッテングによる誤差は20% 以内であった。図3-9(c)に式(3-9)より求めた軸方向と断面方向のスペク トル線の強度比I_{ax}/I_{tr}を示す。Ha線ではI_{ax}/I_{tr}=3.25±1.4>1であり、増幅を観測し た。式(3-7)より利得係数2.8(+0.6/-1.1)cm⁻¹を得た。塩素イオンからのスペク トル線は光学的に透明、あるいは光学的に厚い。また、C₈H₆Cl₂シリンダーを用いた 時は、Ha線の増幅は観測されなかった。Ha線の利得係数はC₈H₇Clシリンダーを用い

表3-4 C_8H_7Cl シリンダーを照射し、観測したスペクトル線の遷移、

Transition	Wavelength	Iax/Itr
O VI 3d ² D-2p ² P ⁰	173.01Å	0.44±0.17
Cl XII 2p ³ S ⁰ -2s ³ P	174.21Å	1.42±0.56
Cl XII 2p ¹ P ⁰ -2s ¹ D	175.71Å	1.35±0.65
Cl XI $2p^2P^0-2s^2P$ Cl XII $2p^3S^0-2s^3P$	177.00Å 177.11Å	1.23±0.58
$Cl XI 2p^2P^0 - 2s^2P$	177.96Å	1.26±0.64
Cl IX $2p^2S-2s^2P^0$ Cl XI $2p^2P^0-2s^2P$	180.71Å 180.85Å	0.66±0.25
$Cl XI 2p^2 P^0 - 2s^2 P$	181.84Å	1.26±0.63
C VI 3d ² D-2p ² P ⁰	182.17Å	3.25±1.40
Cl IX $2p^2S-2s^2P^0$	185.26Å	0.82±0.60
$Cl X 2p^{1}P^{0}-2s^{1}S$	186.06Å	1.16±0.50

波長および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

て、僅かに上昇したがその差は小さい。塩素の輻射冷却の効果については3-4-4 節で議論する。

3-4-3-3 プラズマパラメーターの測定

反転分布の発生条件を調べるには、増幅媒質であるプラズマの電子温度・密度等は 重要なパラメーターとなる。高い分解能(Δλ~0.1Å)を持つ斜入射分光器を用いて観測 した軟X線スペクトルよりこれらのパラメーターを求めた。C₈H₈シリンダーを照射し て観測した20~40Åの波長領域のスペクトルを図3-10に示す。

[1] 電子温度

図 3-10に示したように、C VIのライマン系列線及びC V np¹P-1s¹S線 (nは主 量子数)を観測した。各々の共鳴線の短波長側に連続スペクトルを観測した。図 3-11に示すように、式 (3-12) で与えられるBoltzmann分布を仮定し、連続スペ クトル線の傾きより電子温度T_eを評価した。 ^[24]



図3-10 C₈H₈シリンダーを照射し、断面方向で観測したLa線付近のスペクトル。 連続スペクトル線の傾きより電子温度を、サテライト線の強度比およびLδ線のスペク トル広がりより電子密度の測定を行なった。



図3-11 連続スペクトル線の傾きより電子温度は25~40eVであった。

$$\frac{\mathrm{dI}}{\mathrm{dhv}} \approx \exp\left(-\frac{\mathrm{hv}}{\mathrm{k}_{\mathrm{B}}\mathrm{T}_{\mathrm{e}}}\right) \qquad (3-1\ 2)$$

式(3-12)においてhはPlanck定数、k_BはBoltzmann定数、vは振動数、 I は強 度を表す。C VIIがC VIに輻射再結合するときに放出される連続スペクトル線の傾き より40eVを、C VIがC Vに輻射再結合するときに放出される連続スペクトル線の傾き より25eVをそれぞれ得た。

塩素を含む場合も同様にして電子温度を評価した。C₈H₇Clターゲットの場合37eV を、C₈H₆Cl₂ターゲットの場合35eVを、それぞれ得た。ただし、塩素を含むターゲットの場合はC VIIがC VIに輻射再結合するときに放出される連続スペクトル線の傾き より求めた温度である。

[2] 電子密度

La線付近に二電子性再結合によって生じるサテライト線を観測した。図3-12に サテライト線の詳細なスペクトルを示す。CV2p²³P-1s2p³P線(34.59Å)とCV 2s2p³P-1s2s³S線(34.53Å)の強度比より電子密度を求めることができる。^[24]



図3-12 サテライト線の詳細

Seelyらのモデルを用いると、電子温度が40eVのときC V 2p²³P-1s2p³P線とC V 2s2p³P-1s2s³S線の強度比と電子密度の関係は図3-13に示すようになる。図3-13より電子密度は1.2×10¹⁹cm⁻³であった。

塩素を含むターゲットを照射し、観測したスペクトルではサテライト線を観測でき なかった。従って、L δ 線(C VI 5p²P⁰-1s²S線 26.357Å)のシュタルク広がりから電 子密度を求めた。 ^[25] このとき電子密度 n_e とスペクトル幅 $\Delta\lambda$ の関係は式(3-1 3)および式(3-14)で与えられる。

$$\Delta \lambda = \alpha F_0 \qquad (3 - 1 \ 3)$$

$$F_0 = 2.603 e n_e^{2/3}$$
 (3 - 1.4)

式 (3-13) および式 (3-14) において α は還元広がり幅、 F_0 はHortsmark電



図 3 - 1 3 C V 2p^{2 3}P-1s2p³P線(34.59Å)とC V 2s2p³P-1s2s³S線(34.53Å) の強度比より電子密度は1.2x10¹⁹cm⁻³であった。

場、 e は素電荷を表す。還元広がり幅はGriemらのテーブルの値を利用した。^[25] また、装置関数の形状は 3 - 4 - 3 - 2項で述べたように、ローレンツ型であるとし てスペクトル幅を求めた。^[26] C_8H_8 及び C_8H_7 Clシリンダーを照射したとき、Lδ 線のスペクトル幅は装置関数の幅とほぼ等しかったので、電子密度を測定することは できなかった。 C_8H_6 Cl₂シリンダーを照射したとき、Lδ線のシュタルク広がり電子密 度2.2×10²⁰ cm⁻³を得た。

[3] 電離度

La線はC VIIがC VIにC V 2p¹P-1s¹S線はC VIがC Vに再結合する過程で放出される。それぞれのスペクトル線の強度は次の式で表すことができる。

$$I^{H} \sim hv^{H} n^{CVII} A^{H}, \qquad (3-15)$$
$$I^{He} \sim hv^{He} n^{CVI} A^{He} \qquad (3-16)$$

式 (3-15) および式 (3-16) において I、 ν 、Aはスペクトル線の強度、振動数、自然放出確率を表す。肩字の"H"はL α 線を"He"はC V 2p¹P-1s¹S線を表す。 n^{C VII}およびn^{C VI}はそれぞれ完全電離イオンの密度、水素様イオンの基底準位の分布 数密度を表す。ここで水素様イオンの励起準位の分布数密度は基底準位に比べて十分 小さいとして無視する。式(3-15)および式(3-16)よりL α 線とC V 2p¹P-1s¹S線の強度比より完全電離イオンと水素様イオンの存在比を評価した。いずれのタ ーゲットを照射した場合も、存在比は1.5程度であった。

以上の結果をまとめて表3-5に示す。電子密度のエラーバーが大きいのはC₈H₈タ ーゲットの場合はサテライト線の信号が小さいこと、C₈H₆Cl₂ターゲットの場合は観 測されたスペクトルのバックグラウンドが高いこと、また、スペクトル線の広がりが 装置関数の幅に比べて小さいことに起因する。

Target	C ₈ H ₈	C ₈ H ₇ Cl	$C_8H_6Cl_2$
G [cm ⁻¹]	2.2(+0.6/-1.1)	2.8(+0.6/-1.1)	No Gain
T _e [eV]	40±3	37±3	35±6
n _e [cm ⁻³]	(1.2±0.5)X10 ¹⁹		$2.2(+2.2/1.5)X10^{20}$
n ^z /n ^{z-1}	1.5±0.1	1.7±0.4	1.7±0.4

表3-5 測定した利得係数、電子温度、電子密度および電離度

3-4-4 考察

プラズマの電子温度・密度

表3-5に示したように、電離度はターゲットに依らずほぼ一定の値を示している。 表3-5の結果から完全電離イオンの存在率は~60%である。しかし、CV $2p^1P$ - $1s^1S$ 線は完全電離イオンが再結合する過程でも放出されるので、初期の電離度は評価 された値よりも高いと考えられる。また、プラズマが光学的に厚いときも、吸収はLa 線よりもCV $2p^1P$ - $1s^1S$ 線の方が大きいので電離度が得られた値よりも小さくならな い。これらのことから、いずれのターゲットを用いても初期的には完全電離に近いプ ラズマが生成されているものと考えられる。

表3-5に示した電子温度はC VIIがC VIに輻射再結合するときに放出される連続 スペクトルから測定しているので、反転分布が発生している時の温度に近い値を示し ていると考えられる。 C_8H_8 シリンダー及び C_8H_7Cl シリンダーを用いた時はH α 線の増幅が観測されたが、 $C_8H_6Cl_2$ シリンダーではH α 線の増幅は観測されなかった。 3 - 4 - 3 - 3項で得た電 子温度・密度を図1 - 5上にプロットしたものを図3 - 14に示す。H α 遷移で反転分 布が発生する電子密度の上限はThermal Limitがn=3の準位に存在するときである。 C_8H_8 シリンダーの場合、電子密度はこの上限値以下であり、反転分布発生の条件 を満足する。 $C_8H_6Cl_2$ シリンダーの場合、電子密度はこの上限値以上であるので反転 分布は発生しない。塩素を混入したことにより、電子密度が極端に高くなり、反転分 布の生成が妨げられたものと考えられる。

[2] 輻射冷却の効果

表3-5に示したように、塩素を含むターゲットを用いても電子温度の著しい低下 は観測されなかった。塩素の輻射冷却の効果について考察する。輻射冷却のモデル計 算がSkinnerとKeaneによって提案されている。^[27] このモデルでは、coolant が2準位のみを持つとして、その2準位間のレート方程式を考え、その準位間の遷移



図 3 - 1 4 C_8H_8 シリンダーを照射し、生成されるプラズマは反転分布の条件を満足 する。しかし、 $C_8H_6Cl_2$ シリンダーを照射した時には、電子密度が高すぎるので反転 分布は発生しない。

の輻射損失を考える。このとき、イオン1個あたりの放射エネルギーを最大にする準 位間のエネルギー差が電子温度および電子密度の関数として与えられる。coolantの 準位間の最適なエネルギー差の電子温度、密度依存性を図3-15に示す。表3-5 より、生成されるプラズマの電子温度、密度はそれぞれ200~40eV、10¹⁹cm ⁻³~10²⁰cm⁻³の範囲にあると考えられる。輻射冷却の効果は温度が高いときの方が大 きいので、電子温度は100~200eVの範囲を考える。図3-15より最適な準位間の エネルギー差は100~200eVである。つまり、フォトンのエネルギーが100~200eV のスペクトル線を数多く放出するイオンが最適である。しかし、図3-9に示したよ うに、観測した塩素のスペクトル線のフォトンのエネルギーはほとんど80eV以下で ある。したがって、電子温度が高いとき、これらのスペクトル線による輻射冷却は効 果的でないことを示す。このことからシリンダー内に生成されるプラズマにおいて、 塩素イオンは最適なcoolantではないと考えられる。また、表3-5に示したように 電子密度が極端に上昇する点からも最適なcoolantではないと考えられる。電子密度 が極端に高い時、レーザー遷移だけでなくcoolantにおいても衝突遷移が支配的とな



図3-15 coolantの準位間の最適なエネルギー差の電子温度・密度依存性

り輻射冷却の効果は低減される。したがって、原子番号の大きな物質をcoolantとし て用いる時、電子密度の制御の点から含有量が、効果的な輻射冷却を行なう点から混 入する物質の最適化が重要となる。

また輻射がシリンダー内に閉じ込められた時、輻射は再吸収されプラズマはエネル ギーを損失しない。^[28]輻射冷却を用いてプラズマをより効果的に冷却するため には輻射をシリンダーの端および観測窓から放出する必要がある。

3-4-5 まとめ

中空のパリレンのシリンダー状のターゲットに長パルスの炭酸ガスレーザーを照射 し、生成されたプラズマ中で炭素のHα線の増幅を得ることを目的とした実験を行なっ た。

(1)軸方向および断面方向から時間・空間積分したスペクトルを観測し、Hα線の 増幅を観測した。利得係数は2.2cm⁻¹であった。

(2) プラズマの電子温度、密度等を測定し、それぞれ40eV、1.2×10¹⁹cm⁻³を 得た。これらの値がHα遷移で反転分布が発生する条件を満足することを確認した。

(3) パリレンの水素の1個を塩素に置換したターゲットを用いて、Hα線の増幅を 観測し、2.8cm⁻¹の利得係数を得た。一方、水素2個を塩素に置換したターゲットで はHα線の増幅を観測できなかった。これは、電子密度が反転分布が発生する上限値を 超えたためと考えられる。

(4) 輻射冷却のモデル計算と実験結果との比較から、シリンダー内に生成された プラズマにおいて、塩素はcoolantとして最適でなかったと考えられる。

3-5 バルマーα線の利得係数の空間分布

3-5-1 まえがき

時間、空間積分されたスペクトルを軸及び断面の2方向から計測し、そのスペクト ル線の強度比よりHα線の増幅を観測した。利得係数の空間分布を測定し、反転分布が 発生する領域を調べることは反転分布生成の過程を調べる上で重要である。本節では、 Hα線の利得係数の半径方向分布(以下、径方向分布と略す)の測定実験について述べる。

3-5-2 実験方法

ターゲットとしては図3-1(a)に示したものと同様のものを用いた。図3-1 6に示すように軸方向に設置した斜入射分光器に幅100 μ mのスリットを用いて一次 元の空間分解像を観測した。このときの空間分解能は200 μ mである。図3-16に 示したように、測定対象としているプラズマは円柱形である。したがって、プラズマ の長軸方向、即ちz軸方向に一様であるとしても、観測する一次元像はx軸方向には 積分されたものである。従って、実際の径方向の強度分布 I(r)は観測した一次元像を 式(3-17)に従い、Abel変換して得ることができる。^[29]

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{r_{o}} \frac{I'(y)}{(y^{2} - r^{2})^{1/2}} dy$$

(3 - 1 7)

I'(y)は観測した強度の空間分布の微分を表す。



図3-16 利得係数の空間分布を測定する実験配置。観測した一次元の空間分解像 をAbel変換し、半径方向の強度分布を求める。

H α 線の利得係数、単位体積あたりの自然放出光、Abel変換して得た強度の径方向の分布をそれぞれg(r)、 $\epsilon_{H\alpha}$ (r)、 $I_{H\alpha}$ (r)とすると、式(3-5)より次の式を得ることができる。

$$I_{H\alpha}^{ax}(r) = \frac{\varepsilon_{H\alpha}(r) [\exp\{g(r)L\} - 1]^{3/2}}{g(r) [g(r)\exp\{g(r)L\}]^{1/2}}$$
(3-18)

式(3-18)においてLはシリンダーの長さ、肩字の"ax"は軸方向からの観測を表す。

また、3-4-3-2項の利得係数の測定において、参照線として用いたHy線は光学 的に透明であるので、その強度の径方向分布は次の式で与えられる。

$$I_{H\gamma}^{ax}(r) = \varepsilon_{H\gamma}(r)L \qquad (3-1.0)$$

H α 線とH γ 線は同じイオン種から放出されるスペクトル線であるので、 $\epsilon_{H\gamma}(r) \ge \epsilon_{H\alpha}(r)$ の空間分布が同じであるとすると、式 (3-18)および式 (3-19)より次の式を得ることができる。

$$\frac{I_{H\alpha}^{ax}(r)}{I_{H\gamma}^{ax}(r)} = k \frac{\left[\exp\{g(r)L\} - 1\right]^{3/2}}{g(r)L\left[g(r)\exp\{g(r)L\}\right]^{1/2}}$$
(3-20)

k はある定数である。この定数 k は増幅の観測されない断面方向のHα線とHγ線の強 度比より決定できる。従って、式(3-20)よりHα線の利得係数の空間分布を決定 できる。

3-5-3 実験結果及び考察

図3-17に観測したHα線の空間分布を示す。実線が観測した強度分布、破線は対称なガウス型の関数でフィティングした空間分布である。Abel変換を行なうためには 強度分布は対称でなければならないが、観測した強度分布はこの条件をほぼ満足して





いる。図3-18に観測した強度分布から求めた(a)H α 線、および(b)H γ 線の 径方向の強度分布を示す。図3-18において実線はAbel変換を行ない得た径方向の 分布、破線は観測した分布、一点鎖線は実線の分布を逆変換したものを示す。また、 図中でr=Ommはシリンダーの中心軸、r=1.5mmは壁の位置を示す。H α 線では破線 と一点鎖線がよく一致しているが、H γ 線ではシリンダー壁付近ではよく一致していな い。これはr=1.5mmでの強度が0でないことによる。これは測定誤差として評価し た。また、断面方向の分光器で観測したH α 線とH γ 線の強度比は4.7であった。以上の 結果より、図3-19に示すH α 線の利得係数の径方向分布を得た。図3-19中の破 線は先に述べた測定誤差の上限と下限を示す。図3-19に示したように、反転分布 はシリンダーの中心軸のまわりで発生することを観測した。また、大きさは分光器の



図 3 - 18 観測した空間分布をAbel変換して得られた (a) H α 線及び (b) H γ 線 の径方向分布。

実線:径方向の強度分布

破線:観測した強度の空間分布

一点鎖線:実線を逆変換したときの分布



図3-19 H a 線の利得係数の径方向分布。利得はシリンダーの中心軸まわりの半径1mmの領域内で発生している。

分解能を考慮すると半径~1mmである。このとき空間積分した利得係数は1.6cm⁻¹で あり、3-4節で得た利得係数の時間・空間積分値とも測定誤差の範囲で一致した。

図3-1 (a) に示したようにレーザー光をf/10の長焦点の集光系を用いてシリン ダーの中心軸に沿って照射しているので、完全電離イオンが生成されるのに十分な加 熱を受けるのはシリンダーの中心軸まわりの領域と考えられる。従って、図3-19 に示した利得係数の空間分布が得られたものと考えられる。また、断面の半径は1m mであり、軟X線レーザーとしては広い断面を持つ増幅媒質の生成を行なうことがで きた。

3-5-4 まとめ

軸方向から空間分解したスペクトルを計測して、Hα線の利得係数の空間分布を調べた。利得係数はシリンダーの中心軸まわりの半径1mm内の領域で発生することを観

測した。半径が1mmと軟X線レーザーとしては広い断面を持つ増幅媒質を得ること ができた。このような広い断面を持つ増幅媒質は共振器を構成するのに有利である。

3-6 シミュレーション結果

3-6-1 まえがき

レーザープラズマの温度、密度及び形状は短時間で変化する。このようなプラズマ 中での原子過程を解析するにはプラズマの流体としての運動を含め、レート方程式さ らには原子過程中の輻射過程を計算するために、輻射輸送方程式を組み合わせて解く 必要がある。シリンダー内に閉じ込めたプラズマにおける反転分布の発生過程を調べ るために、軸対称一次元流体シミュレーションコード「飛翔」^[30]と第2章で述べ た原子過程コードを結合したシミュレーションと行なった。^[31]この計算過程を 図3-20に示す。流体コードを用いてシリンダー内のプラズマの温度、密度、形状 を計算し、これらの物理量を入力データとしてレート方程式を解き、各準位の分布数 密度の時間変化および空間分布を計算する。厳密には原子過程の中の輻射過程の計算 のために輻射輸送方程式を解き、その結果は流体コードのエネルギー輸送過程に帰還 されるべきである。ここでは、第一近似として図3-20に示した過程により計算を 行なう。以下、3-6-2節では、流体コードを用いて計算したシリンダー内のプラ ズマのふるまいについて議論する。3-6-3節では、流体コードの計算結果を用い てレート方程式を解き、利得係数の空間分布及び時間発展を調べる。また実験結果と の比較を行ない、反転分布の発生過程について考察する。



図3-20 シミュレーションの計算過程

3-6-2 シリンダー閉じ込めプラズマのふるまい

シリンダー内に閉じ込めたプラズマのふるまいを流体シミュレーションコード「飛 翔」を用いて計算した。この流体コードは一次元軸対称のラグランジアンコードであ る。シリンダーの長軸方向は一様であるとし、半径方向のふるまいを調べる。その物 理モデルは2温度1流体モデルに基づいており、X線輻射輸送は多群拡散近似モデル でまたイオンの電離、励起過程は平均イオン電離平衡モデルを用いて記述されている。 [30]

図3-21に計算例を示す。シリンダーの壁の厚さは30µm、実験で酸素のスペクト ル線を観測したので、その効果を考慮するために材質はC₈H₆O₂とし、質量密度は 1.4g/cm³とした。レーザーは半値全幅50nsのガウス型パルスとし、そのエネルギー は400J/cmである。レーザーの吸収率は0.5とした。シリンダーの閉塞によってレー ザーパルスの後半部分が加熱に寄与しないとし、60nsでレーザーによる加熱は終了す るとしている。図3-21において(a)は輻射輸送を考慮したとき(b)は輻射輸 送を考慮しないとき、即ち輻射損失がない場合を示す。図3-21において(a-1) 及び(b-1)は流線図でありシリンダー内に閉じ込めたプラズマのふるまいを示す。 0mmの位置がシリンダーの中心軸であり、1.5mmの位置が壁の初期位置である。実 線は各ラグランジアンメッシュ(以下、メッシュと呼ぶ)の境界の軌跡を、点線は臨 界密度点の軌跡を示す。また(a-2)及び(b-2)はシリンダーの内側から1番 目、2番目のメッシュのイオン密度及び電子密度の時間変化を示す。図3-21 (a) - 2)に示すように、t=60nsで炭素の完全電離プラズマが生成されるのに必要な 150eV以上にまで加熱され、レーザーによる加熱が終了した後はHα遷移で反転分布 が発生する50eVまで冷却されている。しかし、輻射損失のない(b-2)の場合は 電子温度の低下は(a-2)と比較すると、非常に緩やかでかつ80eV以下には下が らない。このような条件では反転分布は生成されない。シリンダー内に閉じ込めたプ ラズマは主に輻射損失により冷却されると考えられる。

図3-22に(a)t=50ns及び(b)t=80nsのときの電子温度、イオン密度及び 圧力の半径方向の分布を示す。電子温度がピークに近いt=50nsのとき、炭素の完全電 離イオンを生成するのに十分な温度である150eVを超えるのは、中心から半径1mm

63



(b-1)



図3-21 (a-1)および(b-1)軸対称一次元流体コードを用いて計算した シリンダー内でのプラズマのふるまい。(b-1)では輻射輸送を計算していない。 実線はそれぞれのメッシュの軌跡、点線は臨界密度点を表す。(a-2)および(b -2)シリンダーの内側から1番目及び2番目のメッシュのイオン密度および電子温 度の時間変化。プラズマは主に輻射損失により冷却される。



図3-22 (a) t=50nsおよび(b) t=80nsの時のシリンダー内の電子温度、イオン密度及び圧力の半径方向分布。炭素の完全電離プラズマはシリンダーの中心軸まわりの半径1mmの領域内で発生する。密度の分布は軟X線光のプラズマ外への損失の小さな導波型になっている。

の領域内である。このことから、反転分布はシリンダーの中心軸のまわりの半径 1mmの領域内で発生すると考えられる。また、反転分布が発生すると予測されるシ リンダーの中心軸から半径1mmの領域内のイオン密度の分布は壁側の密度が高い導 波型になっており、屈折による軟X線光のプラズマ外への損失の少ない増幅媒質の生 成が可能であることを示している。

3-6-3 シリンダー内の利得係数の空間分布及び時間変化

流体コードと原子過程コードを結合してシリンダー内のHα線の利得係数の空間分布 および時間変化を計算した。その結果を図3-23に示す。図3-23において(a) は利得係数の空間分布を、(b)はシリンダーの中心軸上の利得係数、電子温度、イ オン及び電子密度の時間変化を示す。流体コードの計算条件は図3-21(a)の場 合と同じである。図3-23(b)より利得は中心軸まわりの半径0.75mmの領域内


(a)

(b)



図 3-23 シリンダーの材質が $C_8H_6O_2$ 、質量密度が $1.4g/cm^3$ のときの(a) H α 線の利得係数の空間分布、および(b)シリンダーの中心軸上での利得係数およびプラズマパラメーターの時間変化。反転分布は、シリンダーの中心軸まわりの半径 0.75mmの領域内で8nsにわたって発生する。

で発生する。これは図3-22に示したように炭素の完全電離プラズマを生成するの に必要な温度にまで加熱される領域が中心軸まわりの半径1mmの領域内に限られる からである。また利得係数のピーク値は0.45cm⁻¹であり、その発生時間は8ns

(FWHM)であった。軟X線レーザーとしては広い断面を持ち、反転分布の発生して いる時間が長い増幅媒質である。このように、共振器構成に適当な増幅媒質を得るこ とが可能である。図3-19に示したように、実験で観測した反転分布の発生領域は シリンダーの中心軸まわりの半径1mmの領域内であり、シミュレーションの結果と ほぼ一致している。

図3-23(b)に示したように、プラズマが冷却されるときに電子密度およびイ オン密度は上昇している。これは図3-21(a-1)の流線図に示したように、中 心軸まわりのプラズマが断熱圧縮されているからである。利得係数が消滅するt=90ns のときの電子温度、密度は各々40eV、 4×10^{19} cm⁻³である。電子温度が40eVの時に、 n=3-2の遷移で自然放出確率と衝突遷移確率が等しくなる電子密度は 3×10^{19} cm⁻³で ある。従って、電子密度の上昇が利得係数のピーク値および時間幅を制限していると 考えられる。

シミュレーション結果と実験結果とを比較すると、利得係数のピーク値は5倍以上 違っている。この違いについて考察する。図3-1(b)の軟X線像に示したように レーザー入射口付近に吹きだしプラズマからの発光が観測されている。このようなシ リンダー外へのプラズマの吹き出しは一次元流体コードの中では考慮されていない。 ここでは、利得の発生しているt=70nsからt=90nsについて考える。t=70nsの時、 シリンダー内にNo個のイオンがあり、これが速度Csでシリンダー外へ吹き出すとする。 このとき、イオン数の時間変化は次の式に従う。

$$N(t) = N_0 - 2n_0 C_s At$$
 (3-2.1)

Aはシリンダーの断面積を表す。またt=70nsからt=90nsのイオン密度の時間変化は図3-23(b)より次の式で近似できる。

$$n_{i}(t) = \frac{N_{0}}{V_{0} \exp(kt)}$$
(3-2.2)

 V_0 は初期の体積である。 $N_0/V_0 = n_0$ である。図3-23(b)よりk= $6.0 \times 10^7 s^{-1}$ で

あった。式(3 – 2 1)に示した粒子損失を考慮すると、イオン密度の時間変化は次 の式に従う。

$$n_{i}(t) = n_{0} \exp(kt) \left(1 - \frac{2C_{s}}{L}t\right)$$
 (3-23)

式(3-23)においてLはシリンダーの長さである。理想気体の断熱圧縮を考える と温度の時間変化は次の式で与えられる。

$$T(t) = T_0 \left\{ \frac{n_i(t)}{n_0} \right\}^{2/3}$$

= $T_0 \exp\left(\frac{2}{3}kt\right) \left(1 - \frac{2C_s}{L}t\right)^{2/3}$ (3-24)

C_s=10⁷cm/sとすると、イオン密度はt=90nsでは粒子損失を考慮しないときの1/2に なる。また、dT/dtは1/3になり断熱圧縮による加熱は低減される。粒子損失を考慮 するとプラズマの冷却速度は速くなり、また密度の上昇も抑制される。従って、粒子損 失を考慮したシミュレーション結果は、より高い利得係数を示すと考えられ、実験結 果を説明することが可能である。

Lα線の吸収の効果を考慮するために、式(2-15)中のDを10μmとしてレート 方程式を計算した。この時、利得係数は0.23cm⁻¹となり実験結果とのずれは大きくな る。Lα線の吸収の効果を考慮すると、増幅媒質の大きさは100μm程度に制限される。 しかし、実験では半径1mmの増幅媒質の生成を観測したことからLα線の吸収の効果 は無視できると考えられる。

以上に述べたように、プラズマの冷却時の断熱圧縮が利得係数のピーク値および時 間幅を制限している。シリンダーの質量を低減することによって、断熱圧縮の効果が 低減されることを示す。シリンダーの材質をプラスチックフォーム^[32]のような質 量密度の低い物質で形成したとする。質量密度を70mg/cm³とし、他の条件は図3-23の場合と同じとして計算した結果を図3-24に示す。図3-24の(a)、(b)



図3-24 シリンダーの質量密度を70mg/cm³のときの(a)流線図、(b) Hα 線の利得係数の空間分布、および(c)シリンダーの軸上での利得係数及びプラズマ パラメーターの時間変化。反転分布はシリンダーに中心軸まわりの半径1.3mmの領域 内で20nsにわたって発生する。 および(c)はそれぞれ流線図、利得係数の空間分布、中心軸上の利得係数および電 子温度等の時間変化を示す。図3-24(a)の流線図に示したように各メッシュは 70ns以降ではほとんど静止し、断熱圧縮の効果が低減されていることがわかる。図3 -24(b)に示したように反転分布は中心軸まわりの半径1.3mmの領域内で発生し、 図3-23(a)と比較すると、その大きさは2倍である。図3-24(a)の流線 図に示したように衝撃波の伝播と共に臨界密度点が壁に向かって移動している。レー ザー光は臨界密度点付近で吸収されるので、完全電離イオンを生成するのに十分高い 温度まで加熱される領域が増大する。このことから、反転分布の発生する領域が広が ったと考えられる。図3-24(c)より反転分布の発生している時間幅は 20ns(FWHM)であり、図3-23(b)と比較すると、3倍になっている。利得が 発生している時、電子密度がHa遷移で反転分布を生成するのに適当な10¹⁹cm⁻³でほ *は*一定に保たれているからである。以上のように、シリンダーの質量によって、電子 密度の制御が可能であることが示された。

流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ないシリンダー内に 閉じ込めたプラズマにおける反転分布の発生過程を調べた。以下に、得られた結果を 示す。

(1)シリンダー内に閉じ込めたプラズマは主に輻射損失によって冷却される。

(2) 密度勾配によって生じる軟X線の屈折によるプラズマ外への損失の小さい導 波型の密度分布がシリンダーの中心軸まわりで形成される。

(3)利得がシリンダーの中心軸まわりの半径0.75mmの領域で発生し、その時間 幅は8ns(FWHM)である。反転分布の発生する領域およびその大きさは実験結果とも ほぼ一致した。軟X線レーザーとしては広い断面を持ち、かつ反転分布の発生する時 間が長い、共振器を構成するのに有利な増幅媒質の発生が可能である。

(4)利得係数のピーク値は実験結果と5倍以上違っていたが、シミュレーション でターゲットの端からのプラズマの吹きだしが考慮されていないためと考えられる。

(5) プラズマが冷却されるときの断熱圧縮が利得係数のピーク値及び時間幅を制

限している。この効果はシリンダーの質量を軽くすることにより、低減される。シリ ンダーの質量を1/20にしたとき、利得の発生する領域は1.3mmに時間幅は20nsにな る。

3-7 むすび

シリンダー内に閉じ込めたプラズマの増幅媒質としての特徴を調べ、炭素Hα線の増幅を得ることを目的した研究を行ない以下の結果を得た。

(1)2台の斜入射分光器を用いて軸方向および断面方向からスペクトル計測を行 ない、炭素のHα線の増幅を観測した。その時間、空間積分した利得係数は2.2cm⁻¹で あった。

(2) プラズマの電子温度、密度を測定し、各々40eV、1.2×10¹⁹cm⁻³を得た。これらの値はHα遷移での反転分布の発生条件を満足する。

(3)パリレンの水素の1個を塩素に置換したターゲットを用いて、2.8cm⁻¹のHα 線の利得係数を得た。水素2個を塩素に置換したターゲットを用いたときは、Hα線の 増幅を観測することはできなかった。これは、電子密度が反転分布が発生する上限値 を超えたからである。

(5) 輻射冷却のモデル計算と実験結果との比較から、シリンダー内に生成された プラズマ中では、塩素はcoolantとして最適でなかった。

(6) Hα線の利得係数の空間分布を測定し、シリンダーの中心軸まわりの半径 ~1mmの領域内で反転分布が発生することを観測した。

(7) 流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ない、反転分 布はシリンダーの軸中心の半径0.75mmの領域内で8ns(FWHM)にわったて得られる ことが示された。反転分布の発生領域は実験結果とほぼ一致した。

以上の様に、半径1mmの領域においてナノ秒の時間スケールで反転分布の生成が 可能であり、シリンダーに閉じ込めたプラズマは、共振器を構成するのに有利な炭素 Hα線の増幅媒質となることを示した。

第3章の参考文献

- [1] Y.Kato et al., Appl.Phys.B <u>50</u>, 247(1990).
- [2] C.Chenais-Popovics et al., Phys.Rev.Lett.<u>59</u>, 2161(1987).
- [3] P.Jaegle et al., J.Opt.Soc.Am.<u>B4</u>, 563(1987).
- [4] J.F.Seely et al., Opt.Commun.<u>54</u>, 289(1987).
- [5] A.Hasegawa et al., Phys.Rev.Lett.<u>56</u>, 139(1986).
- [6] S.Suckewer et al., Phys.Rev.Lett.<u>55</u>, 1753(1987).
- [7] D.Kim et al., J.Opt.Soc.Am.<u>B6</u>, 115(1989).
- [8] H.Daido et al., Phys.Rev.Lett.<u>56</u>,846(1986).
- [9] E.Miura et al., Appl.Phys.Lett.<u>55</u>, 223(1989).
- [10] H.Nishimura et al., Phys.Rev.A<u>23</u>, 2011(1981).
- [1 1] A.Hasegawa et al., Nucl.Fusion<u>28</u> 369(1988).
- [12] E.A.Crawford et al., Proceedings of Laser Interaction Related Plasma Phenomena (Plenumm, New York, 1984) Vol.6, p353.
- [13] C.Yamanaka et al., IEEE J.Quantum Electron. QE-17, 1678(1981).
- [14] 西村博明、大阪大学大学院博士論文(1981)
- [15] T.Kita et al., Appl.Opt.22, 512(1983).
- [16] 杉本耕一、大阪大学大学院修士論文(1990)
- [17] G.J.Linford et al., Appl.Opt.<u>13</u>, 379(1974).
- [18] R.C.Elton, X-RAY LASERS (Academic Press, New York, 1990) p20.
- [19] G.P.Kiehn et al., Proc.Soc.Photo-Opt.Instrum.Eng.831, 150(1987).
- [2 0] S.Bashkin et al, Atomin Energy Levels and Grotian Diagrams, Vol.1(North Holland, Amsterdam 1975).
- [2 1] R.L.Kelly, J.Phys.Chem.Ref.Data 16(Suppl.)No.1-3(1987).
- [22] ガウス型等の種々の形状でフィテングした結果、ローレンツ様の形状が最適 であった。
- [2 3] D.Kim et al., Opt.Lett.<u>14</u>, 665(1989).
- [2 4] J.F.Seely et al., Phys.Rev.A23, 1437(1981).

- [2 5] H.R.Griem et al., Phys.Rev.A19, 2414(1979).
- [2 6] G.Bekefi, Priciples of Laser Plasmas (John Wiley & Sons, New York, 1976), p583.
- [27] C.H.Skinner and C.Keane, Appl.Phys.Lett.<u>48</u>, 1334(1986)
- [28] R.Sigel et al., Phys.Rev.A<u>38</u>, 5779(1988).
- [29] H.R.Greim, Plasma Spectroscopy(MacGraw-Hill, New York, 1964), p176.
- [30] M.Murakami and K.Nishihara, Jpn.J.Appl.Phys.<u>26</u>, 1132(1987).
- [3 1] H.Daido et al., J.Opt.Soc.Am.<u>B7</u>, 266(1990).
- [32] T.Norimatsu et al, J.Vac.Sci.Technol.A<u>6</u>, 3144(1988).

第4章 バルマーα線レーザーの短波長化

4-1 はじめに

現在の軟X線レーザーの研究の課題の一つとして、より短波長のレーザーの実現が あげられる。現在、レーザープラズマ中で波長が10Å以下のレーザーが実現される可 能性はあまりない。従って、生体物質の計測用光源への応用が期待される波長がウォ ーターウインドウ領域(23~44Å)にあるレーザーの実現を目標とした研究が主となる。

再結合励起方式では、反転分布が主量子数の異なった準位間で発生するので、原子 番号乙の比較的小さな物質を用いて短波長のレーザーを得ることができる。表1-1 に示したように、アルミニウムの水素様イオンのHα線を用いると波長がウォーターウ インドウ領域にあるレーザーを得ることができる。

Hα線を用いて波長の短いレーザーを得るには、第1章の1-2-2節で述べたよ うにプラズマの電子温度を Z²で電子密度をZ⁷に比例して高くする必要がある。また、 自然放出確率が Z⁴に比例することから、冷却時間等の時間スケールは Z⁴に反比例し て短くする必要がある。このような急冷は断熱膨張プラズマ中で実現される。しかし、 プラズマの生成過程を考慮すると、電子温度、密度の2つのパラメーターを独立して 選ぶことはできない。ここでは、プラズマの生成過程を考慮したHα線レーザーの短 波長化の比例則を考える。^[1]

 $H\alpha線の波長 \lambda は式 (4-1) に示すように、<math>Z^2$ に反比例して短くなる。

$$\lambda \propto Z^{-2}$$
 (4-1)

古典吸収で加熱されたプラズマの臨界密度点での温度T_e、音速点付近の密度ρは次の 比例則に従う。^[2]

$$T_{e} \sim \lambda_{L}^{4/9} I_{L}^{4/9} Z^{2/9}$$
 (4-2)

$$\rho \sim \rho_{c} \lambda_{L}^{4/3} I_{L}^{1/3} Z^{-1/3}$$
(4-3)

 I_L 、 λ_L は照射レーザーの強度及び波長、 ρ_c は臨界密度を表す。式(1-9)より

T_∞∞Z²であるので、式(4-1)より次の関係を得る。

$$I_{L} \sim Z^{4} \lambda_{L}^{-1} \qquad (4-4)$$

 $\rho_{c} \propto \lambda_{L}^{-2}$ であるので、式(4-3)および式(4-4)より次の関係を得る。

$$\rho \sim \lambda_{\rm L}^{-1} Z \tag{4-5}$$

また、レーザーのパルス幅の目安として、プラズマの膨張の特性時間を用いること ができる。^[3] これはPertよって式(4-6)で与えられている。

 $\tau \approx 5 \times 10^{-7} Z^{-4}$ [sec] (4-6)

レーザーのパルス幅は式(4-6)で与えられる特性時間より短い必要がある。例えば、Na(Z=11)の場合、~34psとなる。

以上のことから、式(4-1)に従って波長の短いレーザーを得るには、式(4-4)よりZ⁴に比例して照射レーザーの強度を強くする必要がある。また、式(4-4) および式(4-5)より照射レーザーの波長を短くする必要がある。また、式(4-6)より照射レーザーのパルス幅を短くする必要がある。

直径7 μ mの炭素ファイバーにガラスレーザーの2倍高調波光を1.7×10¹³W/cm²の 強度で照射し、炭素のH α 線で4cm⁻¹の利得係数が得られている。^[4]先に示した 比例則に従うと、ナトリウムのH α 線の増幅を得るために必要な照射レーザーの強度 は2.7×10¹⁴W/cm²となる。

本章では、ガラスレーザーの3倍高調波光をNa、MgおよびAlに照射し、それぞれのHa線(波長54.14Å、45.53Å、38.73Å)の増幅を得ることを目的とした実験について述べる。以下、4-2節では、実験条件等について述べる。4-3節では、Ha線の利得係数の時間・空間積分値の測定、およびNa XI Ha線の利得係数の時間変化の測定について述べる。また、プラズマの電子温度等を測定し、反転分布の発生条件を考察する。4-4節は本章のまとめである。

4-2 実験装置及び実験条件

4-2-1 ターゲット条件

本実験では、線状集光したレーザー光をターゲットに照射し、生成される断熱膨張 プラズマ中で反転分布を生成する。ターゲットとして

- (1) ファイバーターゲット^[4]
- (2) 薄膜ターゲット [5-7]
- (3) ストライプターゲット

の3種類を用いた。図4-1にそれぞれのターゲットの形状を、表4-1に本実験に 使用したターゲットの一覧を示す。ファイバーターゲットでは、直径7 μ mの炭素フ ァイバーにレーザー媒質が蒸着されている。ストライプおよび薄膜ターゲットでは、 パリレン(C₈H₈)の基板の上にレーザー媒質が蒸着されている。蒸着の厚さ、および幅 は表4-1に示す。それぞれ長さ0.6cmのターゲットを用いた。以下に、それぞれの ターゲットの特徴を簡単に述べる。

ファイバーターゲットは直径が7µmと線状集光幅(~30µm)に比べて小さいので、 プラズマは円柱状の二次元的な膨張をし、急速な冷却が期待される。しかし、ターゲ ットの直径が非常に小さいのでレーザー光とのカップリングは良くない。

薄膜ターゲットでは、プラズマが生成された初期の段階では膨張は一次元的であり、 冷却効果はファイバーターゲットに比べて小さい。また、横方向の熱輸送により加熱 された部分からの自然放出光により、利得の測定が困難であることが指摘されている。



FIBER

STRIPE

FOIL

図4-1 実験で使用したファイバーターゲット、ストライプターゲット、および薄 膜ターゲットの構造

Target	Base	Coating
NaF Stripe	CH Foil 0.13µm	NaF 1µm×30µm
NaF Foil	CH Foil 0.13µm	NaF 0.2µm
NaF Fiber	C Fiber 7µm	NaF 1µm
$Na_2B_4O_7$ Stripe	CH Foil 0.13µm	Na ₂ B ₄ O ₇ 1μm×30μm
MgF ₂ Stripe	CH Foil 0.13µm	MgF ₂ 1µm×30µm
Al Stripe	CH Foil 0.13µm	Al 0.6µm×30µm
AlF ₃ Stripe	CH Foil 0.13µm	AlF ₃ 1µm×30µm

表4-1 実験で使用したターゲットの形状等の一覧

^[8] しかし、レーザー光とのカップリングはファイバーターゲットと比較すると良い。

ストライプターゲットはレーザー媒質の幅が線状集光幅と同じであるので、レーザ ー光とのカップリングは薄膜ターゲットと同様に良い。レーザー媒質の幅が線状集光 幅と同じであるので、薄膜ターゲットと比較すると、利得が発生しない領域からの自 然放出光の影響は小さい。ストライプターゲットの基板がないものはリボンターゲッ トと呼ばれる。^[9]

薄膜およびストライプターゲット等の平板状のターゲットでは、膨張が一次元的で あるので、冷却の効果はファイバーターゲットの二次元的な膨張に比べると小さい。 しかし、短波長のレーザーを得る時には、反転分布が発生するまでに膨張する距離は 短くなるので、幾何学的形状の差は小さくなると予測される。

Naを含むレーザー媒質としてNaFおよびNa₂B₄O₇が、また、Alを含むレーザー媒質 としてAlおよびAlF₃の2種類を用いた。H α 線の増幅を得る時に問題となるL α 線の吸 収の効果を低減することに主眼を置き、レーザー作用に寄与するイオン数を低減した 効果を調べるためである。

4-2-2 レーザー条件

ガラスレーザー激光XII号^[10]の対向照射が可能な2ビームを用いた。直径32cm

のレーザー光(波長1.05μm)をKDP結晶により3倍高調波光(波長0.35μm)に 変換する。シリンドリカルレンズと焦点距離1mの非球面レンズとの組み合わせによ り長さ0.7cmに線状集光する。線状集光の幅は時間積分したX線発光の半値全幅より 50μmであった。ターゲット上での3倍高調波光の最大エネルギーは1ビームあたり 152J、パルス幅は130psであった。このとき、レーザー光強度は3.3×10¹⁴W/cm² である。

ターゲットの位置設定には、ラザフォード研で開発されたスプリットフィールドマ イクロスコープ法を用いた。^[11] この方法を用いることにより、角度精度 ±1mrad、位置精度±5µmでターゲットを設定することができた。レーザー光のアラ イメントは次のようにして行なう。30µm幅のスリットを透過する基本波光をアライ メントモニター系を用いて観測し、シリンドリカルレンズの集光調整を行なう。3倍 高調波光の集光位置のオフセットを行なう。低エネルギー(200mJ)のレーザーを銅タ ーゲット(厚さ10µm)に照射し、そのバーンマークより最終的なオフセットを行な う。アライメント精度は3倍高調波光で±7µm、±1mradを得た。

4-2-3 軟X線スペクトルの計測系

次に、軟X線スペクトルの計測系について述べる。第3章の3-3節で述べたよう に、自然放出光増幅(ASE)が観測されるプラズマの長軸方向とその断面方向から観 測したスペクトル線の強度比から利得係数を決定した。レーザー光を線状集光してい るので、ターゲット長を変化させてASE光の強度の指数関数的な成長を観測すること も可能である。しかし、レーザーの照射強度を強くするには集光長(長さ0.6cm)に 制限があり、本実験では、軸方向および断面方向から観測したスペクトル線の強度比 から利得係数を決定した。レーザーの照射配置を含めた軟X線スペクトルの測定系を 図4-2に示す。2台の斜入射分光器の1台をASE光が得られるプラズマの長軸方向 に設置した。以下、この方向を軸方向とする。他の1台を軸方向から60°の位置に設 置した。以下、この方向を軸方向とする。それぞれの分光器は図4-2に示すよう に、入射角3°の球面集光鏡を持ち、プラズマからの軟X線の空間的な広がりは1/10 に縮小され、500μm幅のスリット上に結像される。これらの分光器には不等間隔の 格子溝を持つ回折格子を用いて、平面上にスペクトルの結像面を得ている。^[12]



図4-2 実験配置。ガラスレーザーの3倍高調波光を線状集光し、図4-1および 表4-1に示したターゲットに照射する。軸方向および断面方向よりスペクトルを計 測し、スペクトル線の強度比より利得係数を評価する。

KODAK 101-07フィルムを用いて時間・空間積分したスペクトルを検出する。また、 X線ストリークカメラを用いて、スペクトルの時間変化を検出した。また、軸方向か ら45°の位置に斜入射分光器(Spectral Precision Model 1100S)を設置し、プラ ズマの電子密度・温度等の測定を行なった。この分光器ではスペクトルはRowland円 上に記録され、101-07フィルムを用いて時間・空間積分したスペクトルを観測した。 時間積分したX線像を2つの直交するスリットを持つX線スリットカメラを用いて観 測した。各計測器の性能等を表4-2にまとめて示す。

時間積分したスペクトルの検出には軟X線領域において感度の高い KODAK 101-07 フィルムを使用した。本実験に使用したフィルムの感度曲線(H-D曲線)はレ ーザープラズマを光源として次のようにして較正した。斜入射分光器の入射スリット に取り付けた Al フィルターの厚さを1000、2000及び3000Åとして、フィルム上で の露光量を変化させる。実験配置は図4-3に示す。この方法では絶対的な感度曲線 の決定はできないが、利得係数の測定にはスペクトル線の強度比を用いるので相対的 な感度曲線で十分である。図4-3に得られたH-D曲線を示す。得られたH-D曲 線は Thin Emulsion モデルの式^[13](図4-3中に挿入)でよくフィッテングさ

平面結像型斜入射分光器 (軸方向) (フィルム)	観測波長:30~300Å 波長分解能:0.1Å 回折格子:1200lines/mm 検出器:KODAK 101-07フィルム
平面結像型斜入射分光器 (軸方向) (ストリークカメラ)	 観測波長:40~110Å 波長分解能:0.5Å 回折格子:1200lines/mm 検出器:軟X線ストリークカメラ (浜松ホトニクス Model C2950) 受光部:CuIカソード 検出器:SITカメラ
平面結像型斜入射分光器 (断面方向) (フィルム)	観測波長: 6 ~ 1 5 0 Å 波長分解能: 0.2 Å 回折格子: 2 4 0 0 lines/mm 検出器:KODAK 101-07フィルム
平面結像型斜入射分光器 (断面方向) (ストリークカメラ)	観測波長:20~70Å 波長分解能:0.3Å 回折格子:2400lines/mm 検出器:軟X線ストリークカメラ (Kentek) 受光部:CsIカソード 検出器:FUJI NEOPAN400フィルム
斜入射分光器 Spectral Precision Model 1100S	観測波長:10~300Å 波長分解能:0.1Å 検出器:KODAK 101-07フィルム
X線スリットカメラ	空間分解能:50µm 検出器:KODAK DEF5フィルム

表4-2 実験で使用した計測器の性能等の一覧

れた。低いO.D.値でのエラーバーはAlフィルターの厚さのばらつきよるものである。 このH-D曲線はHenkeらによってCWのX線源を用いて較正されたもの^[13]より、 マックスプランク量子光学研究所でパルスのX線源を用いて較正されたもの^[14]に 近かった。



図4-3 Al の階段状のフィルターを用いて、レーザープラズマを光源として較正した KODAK 101-07 フィルムの感度曲線。

4-3 実験結果及び考察
 4-3-1 2台の分光器の感度比の決定(クロスキャリブレーション)

「1]時間積分スペクトルを用いた2台の分光器の感度比の決定

図4-2に示したように軸方向、および断面方向の2方向のスペクトル線の強度比 から利得係数を決定するので、2台の分光器の相対的な感度比をあらかじめ決定しな ければならない。図4-4に示すように2台の分光器に等価な光源を与えるように、 法線方向が2台の分光器のなす角を2等分するようにターゲットを設置する。レーザ ーを照射し、生成されたプラズマからのスペクトル線の強度比を用いて感度比を決定 した。幅1mm、厚さ0.13µmのCH基板にNa₂B₄O₇を0.2µm蒸着した薄膜ターゲット を用いた。このとき、ターゲット長に依らず、X線の捕集効率を一定にしなければな らない。4-2-3節で述べたように、スリットの前に10:1の縮小光学系があり、か つスリット幅が500µmと広いので、X線の捕集効率は一定であると考えられる。2 台の分光器の感度比を図4-4に示す。用いたスペクトル線の遷移及び波長を表4-



図4-4 軸方向と断面方向の分光器の感度比。2台の分光器に等価な光源を与える ように設置した薄膜ターゲットにレーザーを照射し、観測したスペクトル線の強度比 より求めた。2台の分光器の回折格子の違いにより感度比は強い波長依存性を持つ。

Transition	Wavelngth	
$C V 2p^{1}p^{0}-1s^{1}S$	40.27Å	
$B V 2p^2 P^0 - 1s^2 S$	48.59Å	
Na IX $4d^2D-2p^2P^0$	58.26Å	
$B IV 2p^{1}p^{0}-1s^{1}S$	60.31Å	
Na IX 3p ² P ⁰ -2s ² S	70.63Å	

表4-3 クロスキャリブレーションに用いたスペクトル線の遷移および波長

3に示す。図4-4に破線で示したのはNa、MgおよびAlのHα線のそれぞれの波長で ある。例えば、Na XI Hα線の波長での感度比は10である。図4-4に示したように、 感度比は強い波長依存性を持つ。これは2台の分光器が違った溝間隔の回折格子を持 ち、各々の反射率の波長依存性の違いによるものと考えられる。

[2] 時間分解計測におけるクロスキャリブレーション

Na XI Hα線の利得係数の時間変化も2方向のスペクトル線の強度比の時間変化より 測定した。従って、[1]の場合と同様に2台のストリークカメラの感度をも含めた 感度比の較正を行なわなければならない。以下に、感度比の較正方法を示す。

計測器およびターゲットの配置は図4-4と同じである。感度比の決定にはBV $2p^{2}P$ - $1s^{2}S$ 線(48.59Å)を用いた。クロスキャリプレーションに用いたBV $2p^{2}P$ - $1s^{2}S$ 線の波長がNa XI Ha線と異なるので、以下の補正を行なわれなければならない。



図4-5 軸方向および断面方向で観測したBV2p²P-1s¹S線の強度の時間変化。分光 器およびストリークカメラを含めた感度較正をすると2つの強度の時間変化は一致す る。

(1) 分光器の感度比の波長依存性

(2) フォトカソードの感度の波長依存性

(3) 2台のストリークカメラのフォトカソードの感度の違い

(1)の分光器の感度比の波長依存性は図4-4の結果を用いて補正した。(2)お よび(3)のフォトカソードの感度の波長依存性等の補正には、Henkeらのデータを 用いた。^[15]また、軸方向のストリークカメラに取り付けた SIT カメラの線形性 およびダイナミックレンジ、あるいは断面方向のストリークカメラで用いた可視域の フィルムの感度曲線は個別に較正した。

以上に述べた較正を行ない、ピークの強度が等しくなるように表示した軸方向およ び断面方向で観測したBV 2p²P-1s²S線の強度の時間変化を図4-5に示す。実線が 軸方向、破線が断面方向の強度の時間変化を表す。2方向から観測した強度の時間変 化は良く一致しており、上で述べた感度較正が正しいことを示している。

4-3-2 ナトリウムのバルマーα線の利得係数の測定

4-3-2-1 時間・空間積分した利得係数の測定

obs

3-3節で述べた方法を用いて、軸方向、および断面方向の2方向から観測したス ペクトル線の強度比から利得係数を決定する。NaFの薄膜ターゲットをエネルギー 63Jで照射し、(a)軸方向、(b)断面方向で観測した波長45~70Åのスペクトル、 および(c)軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比(I_{ax}/I_{tr})を図4-6に示す。 詳細なスペクトル線の遷移および波長は表4-4に示す。スペクトル線の同定にはグ ロトリアンダイアグラム等を利用した。^[16、17] これらのテーブルに存在しない ヘリウム様イオンのスペクトル線についてはSandersらの計算結果を利用した。^[18] 観測したスペクトル線の波長はテーブルの値とよく一致した。2台の分光器は共にプ ラズマ全体からの発光を観測しているので、図4-6(c)に示した I_{ax}/I_{tr} は次の式 より求めた。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{I_{ax}^{obs}(\lambda)}{I_{tr}^{obs}(\lambda)} / R_{c}(\lambda)$$
(4-7)



Wavelength [Å]

図4-6 NaFの薄膜ターゲットを照射し、(a)軸方向、および(b)断面方向で 観測したスペクトル。軸方向のスペクトルにおいてHa線の強い発光を観測した。(c) 軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。Ha線の利得係数は2.0cm⁻¹であった。

式 (4-7) の $R_c(\lambda)$ はクロスキャリブレーションより得た2台の分光器の感度比である。 $I_{ax}^{obs}(\lambda)$ および $I_{tr}^{obs}(\lambda)$ は観測したスペクトル線の強度を表す。 I_{ax}/I_{tr} から式(4-8)に従って利得係数を得る。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{\left[\exp(gL) - 1\right]^{3/2}}{gL[gL \exp(gL)]^{1/2}}$$
(4-8)

表4-4 NaFの薄膜ターゲットを照射し、観測したスペクトル線の遷移、波長および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	Iax/Itr
$C V 2p^{1}p^{0}-1s^{1}S$	40.27Å	0.07±0.02
Na X 4d ³ D-2p ³ P ⁰ Na X 4p ¹ P ⁰ -2s ¹ S	47.47Å 47.52Å	0.87±0.32
Na IX 5p ² P ⁰ -2s ² S	48.55Å	0.15±0.09
FIX $7d^2D-2p^2P^0$	48.97Å	0.54±0.21
Na IX 6d ² D-2p ² P ⁰	49.36Å	0.45±0.26
FIX $6d^2D-2p^2P^0$	50.59Å	0.28±0.18
Na IX $5d^2D-2p^2P^0$	52.16Å	0.74±0.32
FIX $5d^2D-2p^2P^0$	53.54Å	0.59±0.29
Na IX $4p^2p^0-2s^2S$	53.86Å	0.46±0.19
Na XI 3d ² D-2p ² P ⁰	54.14Å	1.47±0.44
Na VIII 6d ³ D-2p ³ P ⁰	55.37Å	0.17±0.08
Na IX $4d^2D-2p^2P^0$	58.25Å	0.48±0.19
Na IX $4s^2S-2p^2P^0$	59.01Å	0.40±0.25
F IX $4d^2D-2p^2P^0$	59.96Å	1.19±0.29
Na X 3p ³ P ⁰ -2s ³ S	60.64Å	0.66±0.23
F VIII 6p ¹ P ⁰ -2s ¹ S F VIII 6d ³ D-2p ³ P ⁰	62.54Å 62.56Å	0.34±0.16
Na X 3p ¹ P ⁰ -2s ¹ S Na X 3d ³ D-2p ³ P ⁰	63.58Å	0.47±0.11
Na VIII 4d ³ D-2p ³ P ⁰	64.28Å	0.24±0.15
Na X $3d^1D-2p^1P^0$	66.29Å	0.93±0.29

図4-6に示すようにNa XI Hα線はNa IX 4p²P-2s²S(53.86Å)及びF IX 5d²D-2p²P(53.53Å)と部分的に重なっている。Hα線付近の詳細なスペクトルを図4-7に 示す。図4-7において(a)は軸方向、(b)は断面方向のスペクトルである。図 中の実線が観測したスペクトルである。さらに、Hα線において微細構造線を観測した。 それぞれのスペクトル線の正確な強度を評価するために第3章の3-4-3-2項で 述べたスペクトル線の重なりの除去を行なった。Ha線の微細構造線は7本存在するが、 相対強度から2つの強度の強い成分即ち3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線(54.194Å)と3d²D_{3/2}-2p²P_{1/2}線(54.052Å)を考慮すれば十分である。^[19] 破線は分離したそれぞれの スペクトル線を示し、一点鎖線は破線で示したスペクトル線の重ねあわせを示す。軸 方向のスペクトルでは、Hα線付近で観測したスペクトルと分離したスペクトルの重ね あわせは良く一致し、Hα線の微細構造線の各々の正確な強度を得ることができたと考 えられる。断面方向では信号が小さいので、観測したスペクトルと分離したスペクト ルの重ねあわせの一致は軸方向のスペクトル程は良くない。図4-7(c)に軸方向 と断面方向のスペクトル線の強度比を示す。図4-7(c)においてNa XI 3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線ではI_{ax}/I_{tr}=1.47、Na XI 3d²D_{3/2}-2p²P_{1/2}線ではI_{ax}/I_{tr}=1.13であり、Na XI 3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線の方がNa XI 3d²D_{3/2}-2p²P_{1/2}線に比べて大きな利得係数を持 つことがわかった。以後はHα線の利得係数はNa XI 3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線の利得係数を 示すものとする。

I_{ax}/I_{tr}が1よりもわずかに大きいだけであり増幅/吸収の境界に近いので、測定誤 差の評価が重要となる。主には

(1) 図4-3に示した101フィルムの感度曲線

(2) 図4-4に示した2台の分光器の相対感度比

(3)図4-7に示したスペクトル線の重なりの除去

から生じる測定誤差、及びフィテングの誤差が I_{ax}/I_{tr} の誤差を決定する。従って、上 記の3つの誤差の2乗平均より、軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比を評価す るときに生じる誤差は30%であった。この誤差を含めたとしても $I_{ax}/I_{tr}=1.47\pm0.44$ であり、H α 線の増幅を観測したと言える。利得係数は2.0(+1.0/-1.9)cm⁻¹であった。



図4-7 Hα線の微細構造と他のスペクトル線の重なりの除去(a)軸方向および (b)断面方向で観測したスペクトル。(c)それぞれのスペクトル線の軸/断面の 強度比。

実線:観測したスペクトル

破線:重なりを除去したときのそれぞれのスペクトル線

一点鎖線:破線で示したスペクトル線の重ね合わせ

C V 2p¹P-1s¹S(40.27Å)等の基底準位へのスペクトル線では I_{ax}/I_{tr} <1であり、光 学的に厚い。図4-6に示した様に軸方向のスペクトルの60~65Åの波長領域で、H α 線以外でも強いスペクトル線を数多く観測した。しかし、表4-4に示したように $I_{ax}/I_{tr} \leq 1$ である。2台の分光器の感度比が図4-4に示した様に、強い波長依存性を 持つからである。

Na X 4d³D-2p³P(47.47Å)、Na X 3d¹D-2p¹P(66.29Å)、F IX 4d²D-2p²P(H β 線)(59.59Å)等のスペクトル線は I_{ax}/I_{tr} ~1であり、ほほ光学的に透明である。これら のスペクトル線は水素様イオンおよびヘリウム様イオンの下準位の主量子数が2の遷 移であり、Ha線と同様に短波長レーザーになる可能性を有する。^[20]特に、ヘリ ウム様イオンの主量子数n=3-2の準位間での反転分布の観測が報告されているが、

^[21] 今回の実験条件ではヘリウム様イオンのn=3-2の準位間での反転分布は観測 されなかった。ヘリウム様イオンにおいてはn=3、2の準位は一重項及び三重項に分か れており、それぞれの準位の分布数密度は分散して小さくなる。一重項及び三重項を 持たない水素様イオンに比べると、反転分布が発生したとしても、その反転分布量は 小さくなる。また、Ha遷移で反転分布を生成するときにLa線の吸収が問題となる。 ヘリウム様イオンにおいても、n=3-2の準位間で反転分布を生成するときに、n=2-1 の遷移の吸収が問題となる。ヘリウム様イオンのn=2-1の遷移はLa線と比較すると、 光学的に厚いので、ヘリウム様イオンn=3-2の準位間での反転分布生成はn=2-1の遷 移の吸収の影響を受けやすい。以上のように、Ha遷移と比較すると、ヘリウム様イオ ンのn=3-2の準位間で反転分布を得ることは困難である。

Hα線の利得係数のターゲット構造、照射エネルギー依存性を調べた。それぞれのタ ーゲット、照射条件および利得係数を表4-5に示す。ファイバーターゲットを照射 した時は信号が弱く利得係数の測定は不可能であった。ストライプターゲットと薄膜 ターゲットを~70Jとほぼ等しいエネルギーで照射した時、それぞれの利得係数はほぼ 等しく、ターゲット構造による差は見られなかった。ストライプターゲットを2倍の エネルギーで照射したとき、利得係数は低下している。横方向の熱輸送等によって利 得を生じないプラズマが生成され、その部分から放出される自然放出光を含んでいた

Target	Laser Energy	lax/ltr	Gain Coefficeint
NaF Stripe	73J	1.33±0.40	1.6(+1.0/-2.1)cm ⁻¹
NaF Stripe	153J	1.12±0.34	0.7(+1.3/-3.7)cm ⁻¹
NaF Foil	63J	1.47±0.44	2.0(+1.0/-1.9)cm ⁻¹
Na ₂ B ₄ O ₇ Stripe	69J	0.74±0.22	No Gain

表4-5 Na XI Hα線の利得係数のターゲット構造、照射条件の依存性

ためと考えられる。

H α 線の増幅を得るにはL α 線の吸収が問題となる。L α 線の吸収を低減するためにNa 原子の含有率がNaFの1/6のNa₂B₄O₇をレーザー媒質として用いた。もし、L α 線の吸 収が支配的であるならば、Naイオンの密度が低下すれば利得係数は高くなると考えら れる。しかし表4-5に示したように、H α 線の増幅は観測されなかった。Shestakov らによって指摘されているように、L α 線の吸収の効果が無視できるなら、^[22]反 転分布に寄与するイオンの数が減少しているので、増幅が観測されなかったのは妥当 な結果である。利得係数のターゲット構造、照射条件の依存性に関する結果は初期的 なものであり、より詳細な実験や理論的予測に基づいてターゲット等の最適化が行な われなければならない。

4-3-2-2 利得係数の時間変化

軸及び断面方向の2台の分光器にストリークカメラを装着し利得係数の時間変化を 測定した。NaFストライプターゲットを照射し、軸方向で観測したスペクトルのスト リーク像を図4-8に示す。このときの照射エネルギーは148Jである。図4-8では レーザーピークを時間原点としている。表4-1に示したように、ストリークカメラ を装着したときの軸方向および断面方向の分光器の波長分解能はそれぞれ0.5Å、0.3Å であるので、図4-9に示すHα線の強度の時間変化はNa IX 4p²P-2s²S線およびF IX 5d²D-2p²P線の強度の時間変化が重なって観測されている。これらの重なり成分



図4-8 NaFのストライプターゲットを照射し、軸方向で観測したスペクトルのストリーク像。



図 4 - 9 Na XI H α 線、Na IX 4d²D-2p²P線および F IX 4d²D-2p²P線の強度の時間変化。Na XI H α 線はNa IX 4p²P-2s²S線, F IX 5d²D-2p²P線の重なりを含む。

の除去を行なってHa線だけの強度の時間変化を求めなければならない。同じイオン種からのスペクトル線の強度の時間変化、および時間積分したスペクトルから得た相対的な強度比を用いて、スペクトル線の重なりを除去した。Na IX 4p²P-2s²S線の強度の時間変化はNa IX 4d²D-2p²P線と、またF IX 5d²D-2p²P線の強度の時間変化はF IX 4d²D-2p²P線と同じであるとした。また、互いの強度比は時間積分したスペクトルより求める。Ha線の強度の時間変化I_{Na Ha}^{true}(t)は観測した強度の時間変化I_{Na} Ha^{obs}(t)から式(4-9)に従って重なり成分を除去して求めることができる。

$$I_{Na H\alpha}^{true}(t) = I_{Na H\alpha}^{obs}(t) - \left[\frac{I_{Na IX 4p-2s}^{int eg}}{I_{Na IX 4d-2p}} I_{Na IX 4d-2p}^{obs}(t) - \frac{I_{F IX 5d-2p}^{int eg}}{I_{F IX 4d-2p}} I_{F IX 4d-2p}^{obs}(t) \right]$$

(4 - 9)

式(4-9)において添字はスペクトル線の遷移を表し、肩字'integ'の付いた I は時 間積分したスペクトル線の強度を表す。図4-9に示すように、Na IXやF IXのスペ クトル線の発光時間は観測したHa線と比較すると、はるかに長い。従って、Ha線の 発光時間は観測した時間幅よりも短くなる。スペクトル線の重なりを除去したHa線の 軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比の時間変化より、利得係数の時間変化を式 (4-10)に従って求めることができる。

$$\frac{I_{ax}(t)}{I_{tr}(t)} = \frac{\left[\exp\{g(t)L\} - 1\right]^{3/2}}{g(t)L[g(t)L\exp\{g(t)L\}]^{1/2}}$$
(4-10)

式 (4-10) から求めたHa線の利得係数の時間変化を図4-10に示す。図4-10においてもレーザーピークを時間原点にしている。レーザーピークの100ps後より 利得が発生し、200psでピーク値3cm⁻¹に達する。利得の発生している時間は500ps であった。図4-10中のエラーバーはクロスキャリブレーションにおけるフォトカ





4-3-3 マグネシウムおよびアルミニウムのバルマーα線の利得係数の測定

 MgF_2 およびAlのストライプターゲットを照射し、Mg XIIおよびAl XIIIのHα線で 増幅を得る実験を行なった。4-3-2-1節で述べた同様の手法を用いて、軸方向 と断面方向のスペクトル線の強度比から利得係数を決定した。

図4-11にMgF₂のストライプターゲットを照射し、観測したスペクトルを、表4 -6に各スペクトル線の遷移、波長の一覧を示す。Mgの場合、Hα線と他のスペクト ル線の重なりはなかったが、微細構造線を観測したのでそれぞれの成分の分離を行な



図4-11 MgF_2 のストライプターゲットを照射し、(a)軸方向、および(b)断 面方向で観測したスペクトル。(c)軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。 $H\alpha$ 線の利得係数は3.0 cm⁻¹であった。

った。Naの場合と同様にMg XII $3d^2D_{5/2}-2p^2P_{3/2}$ 線の方がMg XII $3d^2D_{3/2}-2p^2P_{1/2}$ 線よりも大きな利得係数を示した。 $I_{ax}/I_{tr}=1.9\pm0.5$ より3.0(+0.8/-1.2) cm⁻¹の利得係数を得た。短波長レーザーの遷移になりうるMg XI $3d^1D-2p^1P$ 線において $I_{ax}/I_{tr}=1.24\pm0.41$ と増幅を示すが、測定誤差を含めると増幅を観測したとは断定できない。

また、Al のストライプターゲットを照射し、観測したスペクトル、および軸方向と 断面方向のスペクトル線の強度比を図4-12に、各スペクトル線の遷移、波長の一 覧を表4-7に示す。Al XIIIのHa線においては I_{ax}/I_{tr} =1.10±0.40であり、他のス ペクトル線に比べると I_{ax}/I_{tr} の値は大きくしかも1を超えており増幅を示している。 しかし、測定誤差まで含めると増幅を観測したとは断定できない。軸方向のスペクト ルにおいても断面方向のスペクトルにおいても、Ha線の強度がヘリウム様イオン、リ チウム様イオンのスペクトル線と比較すると、弱いので明らかに電離度が低かったと 考えられる。Alイオンが少ないAlF₃のストライプターゲットを照射したときは、増幅 を観測できなかった。これは、Na₂B₄O₇の場合と同様に、反転分布生成に寄与するイ オン数が減少するためと考えられる。

表4-6 MgF₂のストライプターゲットを照射し、観測したスペクトル線の遷移、波 長、および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	Iax/Itr
CV 2p ¹ P ⁰ -1s ¹ S	40.27Å	0.13±0.01
Mg X 5d ² D-2p ² P ⁰	42.32Å	0.52±0.26
Mg X 4p ² P ⁰ -2s ² S	44.05Å	0.91±0.27
Mg XII 3d ² D-2p ² P ⁰	45.53Å	1.90±0.50
Mg X 4d ² D-2p ² P ⁰	47.32Å	0.91±0.27
Mg XI 3p ³ P-2s ³ S	50.45Å	0.97±0.15
Mg IX 4d ³ D-2p ³ P ⁰	51.65Å	0.66±0.14
Mg XI 3p ¹ P ⁰ -2s ¹ S Mg XI 3d ³ D-2p ³ P ⁰	52.69Å	1.08±0.15
Mg IX 4d ³ P ⁰ -2p ³ P ⁰	53.19Å	0.80±0.23
FIX $5d^2D-2p^2P^0$	53.53Å	1.29±0.47
Mg IX 4d ¹ F-2p ¹ D	54.01Å	0.83±0.25
Mg XI 3d ¹ D-2p ¹ P ⁰	54.72Å	1.24±0.41
Mg IX 4d ¹ D-2p ¹ P	55.06Å	0.46±0.20



図4-12 Al のストライプターゲ ットを照射し、(a)軸及び(b)断 面方向で観測したスペクトル。(c) 軸方向と断面方向のスペクトル線の強 度比。Hα線の利得係数は0.6cm⁻¹が 得られているが、測定誤差も含めると 増幅を観測したとは断定できない。

表4-7 Alのストライプターゲットを照射し、観測したスペクトル線の遷移、波長、 および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	Iax/Itr
Al XIII 3d ² D-2p ² P ⁰	38.98Å	1.10±0.40
Al XI $4d^2D-2p^2P^0$	39.15Å	0.42±0.05
$C V 2p^{1}p^{0}-1s^{1}S$	40.27Å	0.15±0.02
Al XII 3p ³ P-2s ³ S	42.59Å	0.73±0.18
Al X $4d^3D-2p^3P^0$	43.55Å	0.45±0.07
Al XII 3p ¹ P ⁰ -2s ¹ S Al XII 3d ³ D-2p ³ P ⁰	44.28Å	0.88±0.09
Al XII 3d ¹ D-2p ¹ P ⁰	45.38Å	0.98±0.15
Al IX $4d^4D-2p^4P^0$	47.49Å	0.73±0.21
Al XI 3p ¹ P ⁰ -2s ¹ S	48.33Å	0.46±0.06

4-3-4 プラズマパラメーターの測定

ナトリウム、マグネシウムおよびアルミニウムでのHa遷移での反転分布の発生条件 を調べるために、プラズマパラメーターの測定を行なった。NaFの薄膜ターゲットを 照射し、断面方向で観測したLa線付近のスペクトルを図4-13に示す。第3章の3 -4-3-3項で述べた方法を用い、電子温度は連続スペクトル線の傾きより評価し た。また、図4-14に示したヘリウム様イオンの共鳴線(Na X 2p¹P-1s¹S線)と 禁制線(Na X 2p³P-1s¹S線)の強度比より電子密度を評価した。 $\begin{bmatrix} 2 3 \end{bmatrix}$ また、第 3章の3-4-3-3項で述べた方法を用い、La線とヘリウム様イオンの2p¹P-1s¹S 線の強度比より電離度を評価した。以上の結果を表4-8にまとめて示す。

電子温度は輻射再結合により放出される連続スペクトル線の傾きから求めたので、 反転分布が発生している時の温度に近い値を示していると考えられる。電子密度はへ リウム様イオンのスペクトル線の強度比から評価したので、反転分布が発生する時の 電子密度よりも低いと考えられる。



図4-13 NaFの薄膜ターゲットを照射し、断面方向で観測したLa線付近のスペクトル。連続スペクトル線の傾きより電子温度は104eVであった。



図4-14 Na Xの共鳴線と禁制線の強度比より、電子密度は1.4×10²⁰ c m⁻³で あった。

	Na	Mg	Al
Laser Energy[J]	63	147	152
T _e [eV]	106	135	_
n _e [cm ⁻³]	1.4×10^{20}	2.2×10^{20}	
N_{z}/N_{z-1}	1.7	1.8	0.2

表4-8 プラズマパラメーターの測定結果

ここで、水素様イオンの準定常的なCRモデル^[24]に基づくモデル計算との比較 を行なう。このモデルでは、水素様イオンの各準位の分布数密度n(p)はサハ平衡時の 分布数密度n_E(p)からのずれを表すPopulation Coefficient r₀(p)を用いて、次の式で 与えられる。

$$n(p) = r_{o}(p)n_{r}(p)$$

(4 - 1 1)

式(4-11)でpは主量子数を表す。スペクトル広がりがドップラー広がりで決ま るとするとHa線の利得係数は次の式で与えられる。

$$\frac{G}{Z^{7.5}} = 9.1 \times 10^{-34} r_0(2) \left\{ \frac{n(3) / g(3)}{n(2) / g(2)} - 1 \right\} \left(\frac{n_e}{Z^7} \right)^2 \left(\frac{T_e}{Z^2} \right)^{-2} exp\left(3.4 \frac{Z^2}{T_e} \right)$$

(4 - 1 2)

 $g(2)、g(3)は統計的重率を表す。文献 [25]の<math>r_0(p)$ 値を用いて計算した利得係数の 電子温度、密度の依存性を図4-15に示す。また、表4-8に示した電子温度、密 度も同時に図4-15に示す。黒丸がNa、黒三角がMgを表す。このモデル計算より 予測されるそれぞれの利得係数は3.1cm⁻¹、2.6cm⁻¹であり実験結果ともほぼ一致し た。

断熱膨張するときの温度、密度の関係は次の式で与えられる。

 $T_e \propto n_e^{2/3}$

(4 - 1 3)



図4-15 準定常状態のCRモデルから得たHα線の利得係数の電子温度、電子密度の依存性。電子温度はZ²で、電子密度はZ⁷で規格化している。

図4-15中の破線は断熱膨張するときの温度、密度の軌跡を示す。図4-15に示 したように、利得係数の等高線と破線はほぼ平行である。つまり、プラズマが断熱膨 張で冷却されるときは、利得係数は初期の電子温度と密度で決まる。より高い利得係 数を得るためには初期の電子密度を高くする必要がある。従って、短パルスレーザー を照射し、反転分布が発生するまでに膨張する距離を短くする必要がある。すでに、 レーザー強度6×10¹⁴W/cm²、パルス幅28psで照射し、Na XI Ha線の利得係数 4cm⁻¹を観測している。^[26]従って、照射条件の最適化をすることによってAlの Ha線の増幅を得ることも可能であると考えられる。

	Na XI Hα	Mg XII Ha	ΑΙ ΧΙΙΙ Ηα
Wavelength[Å]	54.19Å	45.53Å	38.79Å
Target Material	NaF	MgF ₂	Al
Laser Energy [J]	63	147	152
Gain Coefficient [cm ⁻¹]	2.0(+1.0/-1.9)	3.0(+0.8/-1.2)	0.6(+1.5/-)
Time Dependence	g=2-4cm ⁻¹ duration=500ps		

表4-9 本実験で観測した利得係数の一覧

4-4 まとめ

再結合励起方式を用いて波長がウォーターウインドウ領域にせまるレーザーを実現 する見通しを得ることを目的とした実験を行ない、以下の成果を得た。

(1) Na、MgおよびAlの薄膜ターゲットおよびストライプターゲットにガラスレ
 ーザーの3倍高調波光を照射し、生成される断熱膨張プラズマ中で、NaおよびMgの
 Hα線の増幅を観測した。軸方向および断面方向から観測した時間・空間積分スペクト

ル線の強度比よりそれぞれ2.0cm⁻¹、3.0cm⁻¹の利得係数を得た。Alの利得係数は 0.6cm⁻¹であるが、測定誤差を考慮すると増幅が観測されたとは断定できない。

(2) Na XI Hα線の利得係数の時間変化を測定し、レーザーピークの100ps後か ら、500psにわたり反転分布が発生することを観測した。また、このときの利得係数 のピーク値は3cm⁻¹であった。

(3)実験で得た利得係数は、準定常のCRモデルに基づくモデル計算から得た利 得係数とほぼ一致した。また、より高い利得係数を得るには短パルスレーザーを照射 する必要があることを示した。

以上の結果を表4-9にまとめて示す。これらの結果より再結合励起方式を用いて、 波長がウォーターウインドウ領域にあるレーザーを実現する見通しを得ることができ た。
第4章の参考文献

- [1] M.H.Key, Rutherford Lab.Rep. RAL-87-041, 100(1987).
- [2] P.Mora, Phys.Fluid<u>25</u>, 1051(1982).
- [3] G.J.Pert, Private Communication.
- [4] C.Chenais-Popovics et al., Phys.Rev.Lett.<u>59</u>, 2161(1987).
- [5] P.R.Herman et al., IEEE Trans.Plasma Sci.<u>16</u>, 520(1988).
- [6] P.Jaegle et al., J.Opt.Soc.Am.B4, 563(1987).
- [7] J.F.Seely, Opt.Commun.<u>54</u>, 289(1987).
- [8] D.C.Eder et al., J.Opt.Soc.Am.B4, 1949(1987).
- [9] A.K.Dave and G.J.Pert, J.Phys.B<u>17</u>, 4953(1984).
- [10] C. Yamanaka et al., IEEE J.Quantum Electron.QE-17, 1639(1981).
- [1 1] I.N.Ross et al.Appl.Opt.<u>26</u>, 1584(1987).
- [12] T.Kita et al., Appl.Opt.<u>22</u>, 512(1983).
- [13] B.L.Henke et al., J.Opt.Soc.Am.B1, 828, (1984).
- [14] K.Eidman, Laser and Particle Beams 4, 521, (1986).
- [15] B.L.Henke et al., J.Appl.Phys.<u>52</u>, 1509(1981).
- [1 6] S.Bashkin et al., Atomin Energy Levels and Grotian Diagrams, Vol.1(North Holland, Amsterdam 1975).

[17] R.L.Kelly, J.Phys.Chem.Ref.Data 16(Suppl.)No.1-3(1987).

[18] F.C.Sanders and R.E.Knight, Phys.Rev.A<u>27</u>, 1279(1983).

[19]H.A.Bethe and E.E.Salpeter, Qunatum Mechanics of One -and Two -Electron Atoms,

(Springer-Verlag, Berlin, 1957) p274

- [2 0] J.P.Apruzese et al, IEEE Trans.Plasma Sci.<u>16</u>, 529(1988).
- [2 1] H.Kuroda et al., Tech.Rept.ISSP, Univ.Tokyo, Ser.A No.1955(1988).
- [22] A.I.Shestakov and D.C.Eder, LLNL Rep. UCRL-100485(1989).

[23] A.H.Garbel and C.Jordan, Case Studises in Atomic Collisional Physics 2, (North-Holland, 1972), Ch.4.

- [2 4] T.Fujimoto, J.phys.Soc.Jpn.47, 265(1979).
- [2 5] T.Fujimoto et al., Mem.Fac.Eng.Kyoto.Univ.<u>34</u>, 249(1972).
- [2 6] H.Azuma et al., Opt.Lett.<u>15</u>, 1011(1990).

第5章 結論

本章では第2章から第4章までに述べたレーザー生成プラズマにおける再結合軟X 線レーザーに関する研究を総括し、本論文の結論とした。

本論文では再結合軟X線レーザーに関して以下の2点に着目した研究を行なった。

[1] ビームの質が良い、出力の大きな軟X線レーザー光を得るには、増幅媒質に 共振器を構成する必要がある。共振器を構成するには、広い領域において長い時間に わったて反転分布が発生する増幅媒質が望ましい。このような増幅媒質を得るために、 プラズマの閉じ込めに着目し、シリンダー状のターゲットを提案した。炭酸ガスレー ザーをプラスチックのシリンダーターゲットに照射し、生成されるプラズマ中で炭素 のH a 線の増幅を得、閉じ込めたプラズマの増幅媒質としての特徴を調べることを目 的とした。

[2] 再結合励起方式を用いて、生体物質の計測用の光源としての応用が期待され る波長がウォーターウインドウ領域(23~44Å)にせまるレーザーを実現する見 通しを得ることを目的とした。ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム、マグネ シウムおよびアルミニウムに照射し、生成される自由膨張プラズマ中でそれぞれのΗ α線の増幅を得る実験を行なった。

以下に各章で得られた成果をまとめる。

第2章

プラズマの再結合過程で発生する水素様イオンの反転分布生成の条件を考察するた めに、衝突・輻射モデルに基づくレート方程式を解いて原子過程を解析できるシミュ レーションコードの開発を行なった。

このコードを用いて、炭素の水素様イオンのHα遷移で反転分布を生成するための 条件を考察し、以下の条件が必要であることを示した。

(1)炭素の完全電離プラズマを生成するには電子温度150eVにまで加熱する 必要がある。 (2) 反転分布を生成するための、イオン密度の最適値および上限値が存在し、各々
 2×10¹⁸ cm⁻³、5×10¹⁸ cm⁻³であった

(3) 冷却時間が5nsと比較的長い場合でも、ピーク利得係数2.8cm⁻¹を得る ことができる。また、このときの利得の発生時間幅は4nsである。

(4) L α線の吸収の効果を考慮しても、100μmの大きさの増幅媒質の生成が 可能である。

第3章

共振器構成に有利な広い領域で長い時間にわったって反転分布が発生する増幅媒質 を得るために、パリレン(C₈H₈)のシリンダー状のターゲットを考案した。炭酸ガスレ ーザーを照射し、生成されるプラズマ中で炭素のΗα線の増幅を得ることを目的した 実験を行ない、以下の結果を得た。

(1) 2台の斜入射分光器を用いて軸及び断面の2方向からスペクトル計測を行な い炭素のHα線の増幅を観測した。その時間、空間積分した利得係数は2.0 cm⁻¹で あった。またプラズマの電子温度、密度を測定し各々40 eV、1.2×10¹⁹ cm⁻¹ ³を得た。これらの値はHα遷移での反転分布の発生条件を満足する。

(2) パリレンの1個の水素を塩素で置換したターゲットを用いて、H α 線の増幅 を観測し、2.8 c m⁻¹の利得係数を得た。2個の水素を塩素で置換したターゲットで は、電子密度の過度の上昇が反転分布の生成を妨げ、H α 線の増幅は観測されなかっ た。また、モデル計算との比較を行ない塩素の輻射冷却の効果を考察した。本実験の 条件下では塩素はcoolantとして最適ではなかった。

(3) Η α線の利得係数の空間分布を測定し、シリンダーの中心軸まわりの半径~ 1 mmの領域内で反転分布が発生することを観測した。軟X線レーザーとしては断面 積の広い増幅媒質を得ることができた。

(4) 流体コードと原子過程を結合したシミュレーションを行ない、反転分布はシ リンダーの中心軸まわりの半径0.75mmの領域内で、8ns(FWHM)にわった て発生することが示された。反転分布の発生領域は実験結果ともほぼ一致した。

シリンダー内に閉じ込めたプラズマは、広い断面積を持ち、nsオーダーの反転分

布の発生が可能な炭素Ηα線の増幅媒質になる。

第4章

再結合励起方式を用いて波長がウォーターウインドウ領域にせまるレーザーを実現 する見通しを得ることを目的とした。ナトリウム、マグネシウム、およびアルミニウ ムの薄膜ターゲット、およびストライプターゲットにガラスレーザーの3倍高調波光 を照射し、生成される自由膨張プラズマ中でそれぞれのバルマーα線の増幅を得る実 験を行った。

(1) ナトリウムおよびマグネシウムのHα線で増幅を観測した。軸及び断面方向から観測した時間・空間積分スペクトル線の強度比よりそれぞれ2.0 cm⁻¹、3.0 cm⁻¹の利得係数を得た。

 (2)ナトリウムのHα線の利得係数の時間発展を測定し、レーザーピークの10
 0ps後から、500psにわたり反転分布が発生することを観測した。反転分布は 加熱が終了し、断熱膨張によって冷却される過程で発生することを観測した。

マグネシウムのHα線の波長は45Åと極めてウォーターウインドウ領域に近いこ とから、再結合励起方式を用いてこの波長領域のレーザーを実現する見通しを得るこ とができた。 本研究の遂行に際し、終始墾篤なる御指導、御鞭撻を賜りました西原功修教授、 難波進教授、末田正教授、加藤義章教授に深厚なる謝意を表します。

本研究は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教授、山中千代衛名誉教授に深く感謝致し ます。

学部、大学院在学中御指導、御教示を頂いた浜川圭弘教授、山本錠彦教授、小林猛 教授、蒲生健次教授、横山昌弘教授、山中龍彦教授、井澤靖和教授、三間圀興教授、 今崎一夫教授(現、レーザー技術総合研究所)に謝意を表します。

本研究を通じて直接細かな御指導、御助言を戴いた北川米喜助教授、大道博行助手に深く感謝致します。

また、御指導、御助言を頂いた山中正宣助教授、佐々木孝友助教授、中塚正大 助教授、中島信昭助教授、藤田尚徳講師(現、東京電力)、吉田国雄講師、実野孝久 講師、乗松孝好講師、田中和夫講師、畦地宏講師、高部英明講師、西村博明講師に謝 意を表します。

さらに、熱心な討論、激励を頂いた仁木秀明助手、宮永憲明助手、宮本修治助手、 藤原閲夫助手、阪部周二助手、白神宏之助手、中井光男助手、澤井清信教務員、 高木勝技術員に厚く感謝します。

共同研究を通じて熱心な討論、激励を頂いたラザフォード研究所 M.H.Key教授、 G.J.Tallents教授、トロント大学 P.R.Herman教授、ハル大学 S.A.Ramsden教授、 ヨーク大学 G.J.Pert教授に厚く感謝致します。

研究の苦楽を共にし、研究の遂行にあたり討論と協力頂いた、藤田雅之氏、湯上登 氏、遠藤琢磨氏、東博純氏、館剛司氏、村井健介氏、足立智氏、節原裕一氏、 川上良介氏、古河裕之氏、嶋田哲也氏、中嶋博樹氏、中山師生氏、松本孝之氏、 南畑毅氏、長瀬勝美氏、大槻降裕氏、米沢昇氏、松尾和也氏に謝意を表します。

本研究に際し、レーザー運転、ターゲット作製、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のスタッフの方々に深く感謝致します。

最後に、この研究生活を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

主要論文

(1) <u>E.Miura</u>, H.Daido, Y.Kitagawa, K.Sawai , Y.Kato, K.Nishihara, S.Nakai, and C.Yamanaka, "Gain measurements of the CVI.3d-2p transition(18.2nm) from the wall-confined carbon plasmas produced by a CO₂ Laser", Appl.Phys.Lett.<u>55</u>, 223(1988).

(2) <u>E.Miura</u>, Y.Kitagawa, K.Sawai, K.Matsuo, H.Daido, K.Nishihara, Y.Kato, and S.Nakai, "OBSERVATION OF GAIN AT 182Å IN THE WALL CONFINED CO₂ LASER PRODUCED PLASMAS", Proceedings of the International Symposium on Short Wavelength Lasers and Their Applications, Samarkand, USSR, May 14-18, 1990 to be published.

(3) <u>E.Miura</u>, Y.Kitagawa, H.Daido, K.Sawai, K.Matsuo, K.Nishihara, Y.Kato, and S.Nakai, "Measurement and Detail Analysis of Gain on Balmer-Alpha Line of Hydrogen-like Carbon in Wall Confined CO₂ Laser Produced Plasmas", submitted to J.Appl.Phys.

(4) <u>E.Miura</u>, N.Yonezawa, Y.Kitagawa, H.Daido, K.Sawai, K.Matuso, K.Nishihsara, Y.Kato and S.Nakai, "Gain Profile of CVI Balmer-alpha line in wall confined CO₂ laser produced plasmas", to be submitted to Appl.Phys.Lett.

(4) H.Daido, <u>E.Miura</u>, Y.Kitagawa, Y.Kato, K.Nishihara, S.Nakai, and C.Yamanaka, "Study on XUV Lasers produced by a CO₂ Laser", Proc. International Symposium on Short Wavelength Lasers and Their Application (Springer-Verlag, Berlin, 1988) p105.

(5) H.Daido, <u>E.Miura</u>, Y.Kitagawa, K.Nishihara, Y.Kato, C.Yamanaka, and S.Nakai, "Gain Measurement on 18.2-nm Carbon Recombination Laser Produced by an Intense CO₂ Laser", Proc. OSA Topical Meeting on Short Wavelength Coherent Radiation : Generation and Application <u>2</u>, 141(1988).

(6) H.Daido, K.Nishihara, <u>E.Miura</u>, and S.Nakai, "Simulation of recombiantion-pumped soft x-ray lasers in wall-confined laser-produced plasmas", J.Opt.Soc.Am.B<u>7</u> 266(1990).

(7) Y.Kato, M.Yamanaka, H.Daido, T.Tachi, H.Nishimura, H,Shiraga, <u>E.Miura</u>, P.R.Herman, H.Takabe, T.Jitusno, M.Takagi, S.Nakai, C.Yamanaka, M.H.Key, G.J.Tallents, and S.J.Rose, "Amplification in Na XI Hα, MgXII Hα and AlXIII Hα Transitions", Proc. OSA Topical Meeting on Short Wavelength Coherent Radiation : Generation and Application <u>2</u> 47(1988).

(8) H.Nishimura, H,Shiraga, H.Daido, T.Tachi, P.R.Herman, <u>E.Miura</u>, H.Takabe,
M.Yamanaka, Y.Kato, G.J.Tallents, and M.H.Key,"Time Development of Amplification in Na XI
Hα-Line at 54.194Å", Proc. OSA Topical Meeting on Short Wavelength Coherent Radiation :
Generation and Application <u>2</u> 137(1988).

(9) Y.Kato, H.Azuma, K.Yamakawa, M.Nishio, T.Tachi, H.Shiraga, <u>E.Miura</u>, H.Takabe, K.Nishihara, S.Nakai, S.A.Ramsden, G.J.Pert, M.H.Key, S.J.Rose, and C.J.Barty, "Improved Performance of Na XI Hα Laser with Short Pulse Irradiation", presented at the 7th Amer.Phys.Soc. and Topical Conf. on Atomic Processes in Plasmas, October 2-5, 1989, USA, (to be published in AIP Conf.Proc.).

(10) Y.Kato, <u>E.Miura</u>, T.Tachi, H.Shiraga, H.Nishimura, H.Daido, M.Yamanaka, T.Jitusno, M.Takagi, P.R.Herman, H.Takabe, S.Nakai, C.Yamanaka, M.H.Key, G.J.Tallents, S.J.Rose, and P.T.Rumsby, "Observation of Gain at 54.2Å on Balmer-Alpha Transition of Hydrogenic Sodium", Appl.Phys.B <u>50</u> 247(1990).

(11) H.Daido, Y.Kato, H.Azuma, K.Yamakawa, H.Shiraga, H.Takabe, <u>E.Miura</u>, S.Nakai, C.Yamanaka, S.A.Ramsden, G.J.Pert, M.H.Key, S.J.Rose, "X-RAY LASER STUDIES AT ILE OSAKA UNIVERSITY", Proceedings of the International Symposium on Short Wavelength Lasers and Their Applications, Samarkand, USSR, May 14-18, 1990 to be published.

(12) H.Daido, M.Yamanaka, K.Mima, K.Nishihara, S.Nakai, Y.Kitagawa, <u>E.Miura</u>,
C.Yamanaka, and A.Hasegawa, "Neutron production from a shell-confined carbon-deterium plasma by 1.06µm laser irradiation", Appl.Phys.Lett.51 2195(1987).

(13) H.Daido, K.Nishihara, K.Mima, M.Yamanaka, T.Endo, H.Shiraga, Y.Kato, <u>E.Miura</u>,
Y.Kitagawa, C.Yamanaka, A.Hasegawa, and S.Nakai, "Properties of Shell-confined Long Life
Plasmas Produced by Lasers", Jpn.J.Appl.Phys.<u>28</u> 507(1989).

その他の論文

(1) <u>E.Miura</u>, H.Daido, and Y.Kitagawa, "Line Intensity Enhancement in Wall Confined Carbon Plasmas Produced by a CO₂ Laser", ILE Quarterly Progress Report ILE-QPR-87-21 28(1987).

(2) <u>E.Miura</u>, "Gain Measurements of the CVI 3d-2p Transition(182Å) from the Wall confined Carbon Plasmas Produced by a CO₂ Laser", ILE Quarterly Progress Report ILE-QPR-88-25 36(1989).

国内学会発表(著者が主要著者名のもののみ)

- (1)「炭酸ガスレーザー烈光VIII号を用いたXUVレーザーの研究 I」
 物理学会 関西学院大学 1986.9
- (2) 「炭酸ガスレーザー烈光VIII号を用いたXUVレーザーの研究 II」物理学会 名古屋工業大学、1987.3
- (3)「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 I」応用物理学会 名古屋大学 1987.10
- (4)「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 II」応用物理学会 法政大学 1988.3

- (5)「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 III」応用物理学会 富山大学 1988.10
- (6)「ガラスレーザー激光XII号によるXUVレーザー実験 I
 Na XI H α線の利得測定 」
 応用物理学会 富山大学 1988.10
- (7)「ガラスレーザー激光XII号を用いた
 バルマーα線XUVレーザーの短波長化 IV」
 X線分光によるプラズマ状態の評価 –
 物理学会 東海大学 1989.3
- (8)「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 IV」応用物理学会 千葉大学 1989.4
- (9)「炭酸ガスレーザー生成再結合励起プラズマレーザー」物理学会 鹿児島大学 1989.10
- (10)「炭酸ガスレーザー生成炭素バルマーα線XUVレーザー」
 物理学会 岐阜大学 1990.10

国際会議報告

"Study on XUV Laser produced by a CO₂ Laser", H.Daido, <u>E.Miura</u>, Y.Kitagawa, Y.Kato,
 K.Nishihara, K.Sawai, S.Nakai, and C.Yamanaka, in Techniacal Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics (Optical Society of America, Wahington, DC, 1988), paper, THM20.

(2) "Extension of Recombining Plasma Laser with Balmer-α Transition to Shorter Wavelengths",
 Y.Kato, M.H.Key, M.Yamanaka, H.Daido, T.Tachi, H.Nishimura, H.Shiraga, G.Tallents,
 P.R.Herman, <u>E.Miura</u>, S.J.Rose, H.Takabe, T.Jitsuno, M.Takagi, S.Nakai, and C.Yamanaka,
 16th Intenational Quantum Electronics Conference, 18-21 July 1988, Tokyo, WE2.

(3)"Observation of Amplification of XUV Radiations near Water Window", H.Shiraga, Y.Kato, M.H.Key, M.Yamanaka, H.Daido, T.Tachi, H.Nishimura, G.Tallents, P.R.Herman, <u>E.Miura</u>, S.J.Rose, H.Takabe, T.Jitsuno, M.Takagi, S.Nakai, and C.Yamanaka, Annual Meeting Division of Plasma Physics, Oct31-Nov 4, 1988.

(4)"Experimental Study on Shell Confined Long-Life Plasmas Produced by Lasers", H.Daido, K.Nishihara, R.Ishizaki, <u>E.Miura</u>, K.Mima, M.Yamanaka, S.Nakai, C.Yamanaka, and A.Hasegawa, 16th Intenational Quantum Electronics Conference, 18-21 July 1988, Tokyo, MP20.

(5) "Plasma Soft X-ray Lasers Produced by a Intense CO₂ Laser", H.Daido, <u>E.Miura</u>, K.Sawai, K.Nishihara, Y.Kato, Y.Kitagawa, S.Nakai, T.Ohtsuki, Y.Tsunawaki, and C.Yamanaka, Quantum Electronics and Laser Science Conference(Optical Soceity of America, Washington, DC, 1989).

研究会・セミナー報告

- (1)「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究」
 ガスフローレーザー及び化学レーザーシンポジウム
 長岡技術科学大学 1987.11
- (2)「CO₂レーザー生成軟X線レーザー」
 「X線レーザーの基礎過程に関する研究」研究会
 瑞宝園 1989.1

(3)「CO₂レーザー生成炭素XUVレーザー」

「X線レーザーの基礎過程に関する研究」研究会

プラージ大阪商工会議所賢島研修センター 1990.2

正誤表

頁	行·図·式	設	Ē
4	11行目	を用いる	を必要とする
6	図1-4説明	中における	における
6	式 (1-6)	m c ³	m _e c ³
8	18行目	式(1-7)~	式 (1-8) ~
9	6 行目	式 (1-8)	式 (1-9)
19	式 (2-13)	G(v)	G
21	図2-3説明	炭素イオンの	炭素の各イオンの
22	2 2 行目	n = 3	n=3の準位
26	式 (2-18)	λ_{21}	λ ₁₂
37	5 行目	断面方向からの	断面方向の
37	2 5 行目	反転分布は	反転分布を
4 1	10行目	実験結果及び考察	実験結果
41	20行目	示した波長に	示したように、波長に
45	10行目	ます	まず
45	22行目	軸方向に	軸方向のスペクトルに
51	10行目	Hortsmark	Holtsmark
58	1 行目	自然放出光	自然放出光の強度
61	11行目	lmm内の領域で	lmmの領域内で
63	19行目	電子密度の	電子温度の
65	117日	図3-23(b)より	図3-23 (a) より
67	式(3-22)	exp(kt)	exp(-kt)
71	23行目	領域において	領域内において
75	1 行目	式 (4-1) より	式 (4-2) より
84	14行目	した利得係数の測定	した利得係数
88	図4-7説明	軸/断面の	軸方向と断面方向の
105	27行目	ns	ナノ秒
108	12行目	submitted to J.Appl.Phys.	J.Appl.Phys. Apr.15.1991 issue