レーザーオリジナル

12ps KrFレーザー励起炭素バルマー α 軟X線レーザー

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†††

(1993年1月6日 受理)

Experiments on Carbon Balmer- α Soft X-Ray Lasers Pumped with a 12ps KrF Laser

K. MURAI*, Y. KATO*, R. KODAMA***, S. NAKAI*, H. SHIRAGA*, G. YUAN*,
 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†††

(Received January 6, 1993)

Carbon Balmer- α soft X-ray lasers were studied by using a KrF Raman laser system (SPRITE) at the Rutherford Appleton Laboratory in UK. The studies were carried out in collaboration of the Rutherford Appleton Laboratory and the Institute of Laser Engineering, Osaka University. Carbon fiber targets (7 μm in diameter) were irradiated with a 268 nm laser light at a pulse duration of 12ps, an energy of 5J and an average irradiance of $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Time resolved Balmer- α (18.2nm) intensity from hydrogen-like carbon ions was measured with a flat-field XUV spectrometer coupled to a streak camera. The gain in the Balmer- α transition observed at 4 mrad from the target axis showed gain after 200 ps from the pump laser irradiation. Experimental results were compared with a time dependent average-atomic-model coupled with a hydrodynamic code (MEDUSA102). We take into account of effects of nonuniformity of the absorption irradiance to explain small gain observed in the experiment.

Key Words : Soft X-ray laser, Recombination scheme, Hydrogen-like carbon ion, Balmer- α transition.

* 大阪大学レーザー核融合研究センター (〒565大阪府吹田市山田丘)

** ラザフォードアップルトン研究所 (英国デイドコットOX11 0QX)

*** エセックス大学 (英国コルチェスターCO4 3SQ)

† クィーンズ大学ベルファスト分校 (英国ベルファストBT7 1NN)

†† ヨーク大学 (英国ヨークYO1 5DD)

††† オックスフォード大学クラレンドン研究所 (英国オックスフォードOX1 3PU)

* Institute of Laser Engineering, Osaka University (Yamada-oka Suita, Osaka 565, Japan)

** Central Laser Facility, SERC, Rutherford Appleton Laboratory (Didcot, OX11 0QX, UK)

*** Department of Physics, University of Essex (Colchester, CO4 3SQ, UK)

† Department of Pure and Applied Physics, Queens University of Belfast (Belfast, BT7 1NN, UK)

†† Department of Computational Physics, University of York (York, YO1 5DD, UK)

††† Clarendon Laboratory, University of Oxford (Oxford, OX1 3PU, UK)

1. はじめに

レーザー生成プラズマを使った軟X線レーザーの最近の進歩は著しい。特に、電子衝突型軟X線レーザーの研究では、ネオン様イオンやニッケル様イオンの電子遷移を利用して飽和増幅や短波長化の報告が、米国リバモア研¹⁾、英国ラザフォード研²⁾や阪大レーザー研³⁾をはじめ多数なされている。一方、電子再結合型軟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したものである。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⁴⁾。しかし、これまでのところ電子再結合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⁵⁾。また、断熱膨張による冷却効率の向上を目的として、ファイバ型ターゲットの使用が提案されている。ファイバ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⁵⁾。

本論文では、短パルスレーザー照射による高利得係数の実現を目的として行なった電子再結合型軟X線レーザー実験について報告する。英国ラザフォード研究所所有の高強度短パルスKrFラマンレーザーシステム (SPRITE) を励起用レーザーとした。直径7 μm の炭素ファイバターゲットにパルス幅12ps、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が観測された。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。

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MEDUSA102⁶⁾である。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かれている。この原子モデルの中では、利得係数は主量子数によってのみ依存するとし、水素様イオンについては励起レベル $n=10$ まで扱っている。パルス幅12 ps波長268 nmのレーザー光を直径7 μm 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-1s², 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後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LTE状態にあると考えられるので、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いる。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 $1.5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 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。

Fig. 1 Spatial distribution of a gain coefficient of the carbon Balmer- α line as a function of calculated with MEDUSA102. The temporal peak of the pump laser is shown as $t = 0$ and the target surface is shown as $0 \mu\text{m}$.

Fig. 1は、照射レーザー光のターゲット上での吸収強度を $3 \times 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$ とした場合のレーザー照射後の各時間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 $55 \mu\text{m}$ 離れた位置で、大きさ約 $20 \mu\text{m}$ （半値全幅約 $10 \mu\text{m}$ ）をもち、最大利得係数は約 60cm^{-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⁷⁾よりプラズマの電子密度が低くなることが必要である。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。

Fig. 2は、Fig. 1から長さ5 mmのプラズマ長

Fig. 2 Time dependence of the spontaneous emission and amplified emission of the carbon Balmer- α line with a 5 mm-long plasma. The time zero is corresponding to the laser peak.

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)の発光ピークが約150 ps遅れる時刻に指数関数的な光量増加と発光ピークの時間的な遅れとして観測が可能であることが予想される。

バルマー α 線が、長さ5 mmのプラズマ中で利得係数 60cm^{-1} で増幅するとすると、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 mm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。

3. 実験

Fig. 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SPRITE⁸⁾である。このレーザーシステムでは、発振器で作った波長268 nmの12 psパルスを、増幅器(放電励起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5.6J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⁹⁾。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。

実験に使用したターゲットは直径7 μm 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 mrad以下であった。ターゲットの設定は、分割視野光学系¹⁰⁾を用いて行なった。

Fig. 3 Experimental configuration for carbon Balmer- α soft x-ray lasers using a SPRITE laser (268 nm) system. The Balmer- α and Balmer- β line emissions were collected with a flat-field XUV spectrometer.

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本/mmの平面結像型回折格子¹¹⁾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C4575¹²⁾)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 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 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13~19 nmで、波長分解能は約0.25 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る。

X線ストリークカメラの光電子カソードは、幅650 μm 長さ10 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 psである。厚さ100 nmのプラスチック(パリレン; C₈H₈, 比重約1 g/cc)に厚さ5 nmのアルミニウムを蒸着した薄膜基板上に観測波長域で高感度のCsI¹³⁾を泡沫状にして厚さ約100 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2~3倍

であった。

ターゲット軸外の方にスリットカメラ（測定波長域約0.3 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¹⁴⁾、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($I_{Ly\beta}/I_{He\beta}$)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^{14, 15)}。

4. 実験結果と考察

Fig. 4は、長さ5 mmのプラズマからのスペクトルを、中心観測角4 mradで時間分解計測した結果を示している。図中左にバルマー β 線（波長13.5 nm）が、右にバルマー α 線（18.2 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 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りに軟X線フィルムを用いて広い波長域（5～30 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

Fig. 4 Typical streaked spectra including the Balmer- α and Balmer- β lines and corresponding intensities. The temporal peak of the continuum emission is shown as $t=0$.

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10 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 (Fig. 2参照)。

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¹⁶⁾。

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

Fig. 5に、観測角4 mradの場合の2種類の長さ(5 mm, 1.5 mm)のストリークカメラのデータから式(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。

Fig. 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。プラズマを一樣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。

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

Fig. 5 Time-resolved gain coefficient in the Balmer- α transition. The temporal peak of the continuum emission is shown as $t=0$.

向していたことを示していると考えられる。

Fig. 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、Fig. 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のプラズマを見込み長さは約 $20 \mu\text{m}$ であり、Fig. 1よりレーザー照射後50 psでは吸収領域の大きさは $20 \mu\text{m}$ 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抑制される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樣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。

4.1 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。屈折の曲率半径 r は、利得位置での電子密度勾配 $\text{grad}(n_e)$ を使って以下のように表せる¹⁷⁾。

$$r = \frac{2n_e}{\text{grad}(n_e)} \quad (2)$$

ここで、 n_e は波長18.2 nmのバルマー α 線に対する臨界密度 ($3.3 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$) である。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。

4.2 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の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。Fig. 1より利得領域の移動速度は約 $4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 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。Fig. 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。

4.3 照射レーザー光の吸収強度の不均一による効果

Fig. 6は、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を示している。図に見られるようにこの発光分布は不均一で周期的な構造をもっている。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。Fig. 7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ことが予想される。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と考えられる。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

Fig. 6 Typical x-ray intensity distribution along the target axis measured with an x-ray slit camera.

Fig. 7 Schematic drawing of the beam deflection in a plasma under the nonuniform absorption along the target.

き、式(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と考えられる。

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

式(3)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ことが予想できる。

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1mm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¹⁸⁾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。Fig. 1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 μmに対して約2 μm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)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線の利得がなくなこ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5mm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。

Fig. 6に示されるX線発光強度分布(吸収強度分布)の中には、例とした周期(1mm)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る。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いと考えられる。

また、Fig. 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がわかる。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。

5. むすび

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する。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ったのではないかと考えられる。実験結果における利得長積の著しい減少には、照射レーザー光の吸収強度の不均一が大きく影響したと考えられる。

謝 辞

本実験は、日本学術振興会の援助で、大阪大学レーザー核融合研究センターと英国ラザフォード研究所の共同研究として行なわれた。英国ラザフォード研究所のSPRITEレーザーチームとターゲットファクトリーの方々に感謝する。

参 考 文 献

- 1) D. L. Matthews et al. : Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 110.
- 2) D. O'Neill et al. : Opt. Comm. **75** (1990) 406.
- 3) Y. Kato et al. : *Proc. of SPIE 1551 on Ultrashort-Wavelength Lasers*, 1991 (SPIE, San Diego, 1992) p. 56.
- 4) M. H. Key : J. de Physique **49** (1988) C1-135.
- 5) M. H. Key et al. : Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-91-025** (1991) p. 47.
- 6) A. Djaoui and S. J. Rose : J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **25** (1992) 2745.
- 7) H. R. Greim : *Plasma spectroscopy* (MacGraw-Hill, Inc., New York, 1964) p. 148.
- 8) E. C. Harvey et al. : Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-91-025** (1991) p. 77.
- 9) I. N. Ross : Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-91-025** (1991) p. 106.
- 10) I. N. Ross et al. : Appl. Opt. **26** (1987) 1584.
- 11) N. Nakano et al. : Appl. Opt. **23** (1984) 2386.
- 12) K. Kinoshita et al. : *Proc. of SPIE 981 on High Speed Photography, Videography, and Photonics VI*, 1988 p. 62.
- 13) B. L. Henke et al. : J. Appl. Phys. **52** (1981) 1509.
- 14) J. Zhang et al. : Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-92-020** (1992) p. 80.
- 15) J. Zhang et al. : Annual report of the Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory Report **RAL-92-020** (1992) p. 107.
- 16) R. C. Elton : *X-RAY LASERS* (Academic Press, Inc., San Diego 1990) p. 20.
- 17) R. A. London : Phys. Fluids **31** (1988) 184.
- 18) R. Fabbro et al. : Phys. Fluids **28** (1985) 1463.