レーザー解説

X 線 レ ー ザ ー の 新 展 開

緑 川 克 美*

(1995年7月10日 受理)

Recent Progress in Soft X-ray Lasers

Katsumi MIDORIKAWA*

(Received July 10, 1995)

Outstanding progress in soft x-ray lasers has been made during these 10 years since the first demonstration of soft x-ray amplification in 1984. This paper reviews current efforts and progress in extensive approaches to realize soft x-ray lasers as a laboratory tool. The use of optical-field-induced ionization by an ultrashort high-intensity laser is a promising approach. Two types of a soft x-ray laser based on the recombination and the electron collision excitation following the optical-field-induced ionization are discussed. The significant progress in the reduction of the necessary pump energy of a conventional collisional scheme and the demonstration of a large gain-length product in a conventional recombination scheme are also described. In addition to these laser-based approaches, the first demonstration of a capillary discharge XUV laser based on an electron collision excitation is presented.

Key Words: X-ray laser, Soft x-ray laser, XUV laser, Ultrashort pulsed laser, High intensity laser

1. はじめに

1984年にローレンスリバモア研究所(LLNL)とプリンストン大学プラズマ物理研究所(PPPL)で、それぞれ独自に電子衝突励起法と再結合励起法により波長20.6 nmと18.2 nmの軟X線の自然放出光の増幅が確認されて以来^{1,2)},すでに10年以上が過ぎた。その間、この二つの方式を中心にしてX線レーザーの短波長化と小型高効率化が追及されて来たが、未だにテーブルトップサイズで高繰り返し可能な実用的X線

レーザーは実現されていないのが現状である。しかし、最近になって、超短パルス高出力レーザーによる新しい励起方式の出現³⁻⁵⁾や放電励起法の成功⁶⁾および電子衝突励起法における大幅な効率の改善^{7,8)}などが報告されるようになり、X線レーザーの研究はその実用化に向けて第二段階に入りつつあるように思われる。特に、超短パルス高出力レーザーの強力な光電界による電離(OFI:Optical-Field-Induced Ionization)を用いたOFI X線レーザーの出現は、励起レーザー自体の急速な進展と相まって、実用的

*理化学研究所レーザー科学研究グループ(〒351-01 埼玉県和光市広沢2-1)

*Laser Science Group, The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN) (2-1 Hirosawa, Wako-shi, Saitama 351-01)

なX線レーザーの実現への期待を抱かせるものである。

本稿では、X線レーザーの新展開と題して、筆者等の研究している再結合励起OFI X線レーザーを中心に、さまざまな励起方式の研究の現状および今後の課題等を紹介する。

2. OFI X線レーザー

2.1 OFI法の特徴

超短パルス高出力レーザーの進展に伴い、その強力な光電界で原子やイオンを直接電離し、容易に多価イオンが生成できるようになってきた。このようなレーザー光の電界による直接電離過程は、OFIと呼ばれる。OFI法は、逆制動輻射により加熱された高エネルギー電子の衝突による通常の間接的なプラズマ生成法とは異なり、非常に強力なレーザー光の電界による直接電離を用いている。OFI法の特徴は、電子衝突などの他の素過程に比べて非常に短い時間でプラズマを生成できること、およびレーザー光の波長や偏光によりその電子温度を広い範囲で制御できることにある⁹⁾。したがって、そのようなOFIによるプラズマ生成の特徴を使い分けることによって、二つの電子温度のまったく異なる励起法すなわち再結合法と電子衝突法が可能になる。

特に、再結合法型OFI X線レーザーは、短波長化において原理的に優れた特徴を有している。これは、基底状態への遷移での反転分布の形成が可能ためであり、励起準位間の遷移を用いる従来の方式に比べ、短い波長での動作が可能となる^{3,10-12)}。例えば、従来の方式の再結合法でレーザー利得が得られる水素様イオンのBalmer- α 線($n=3-2$)比べて、基底状態への遷移であるLyman- α 線($n=2-1$)の波長は約5分の1であり、光子エネルギーは約5倍である。Fig. 1に、この方式で利得の発生が期待される波長とその媒質の生成に必要なレーザー強度の関係を示す。

いずれの励起法においても、OFI方式では、励起レーザー光源に必要とされるのは、エネルギーではなく高いピークパワーである。した

Fig. 1 Laser intensity required to produce various ions of interest to the recombination x-ray lasing and candidate x-ray laser wavelengths.

がって、パルス幅の短いレーザーを用いることにより、従来の励起方式と比較して必要な励起エネルギーを非常に小さくできるため、高繰り返し動作が期待できる。

2.2 再結合励起OFIX線レーザー

(1) 励起レーザー光の条件

OFIによる再結合法型X線レーザーを実現するためには、多価イオン生成の際の電子加熱を極力抑える必要がある。そのために励起レーザー光にはつぎのような条件が必要とされる。まず、レーザー光の波長に関しては、ATI(above threshold ionization)による加熱^{3,13)}を考慮しなければならない。ATIは、イオン化に必要なエネルギーより多くの光子を吸収する現象であり、波長の自乗に比例して大きくなる。したがって、低温電子の生成には、短波長の方が有利である。

また、その偏光状態に関しては、再結合法の場合は、直線偏光が望まれる。これは、レーザー光が直線偏光の場合、イオン化後にレーザー電界により加速された電子の持つ運動エネルギーは、再びレーザー電界に戻されるので、非常に低温の電子を含む多価イオンプラズマを生成できるためである。一方、円偏光では、加速された電子のエネルギーはレーザー電界には戻されないで高い電子温度のプラズマが生成され

Fig. 2 Average electron energy as a function of the laser wavelength for Li^+ .

る。

パルス幅は、電子-電子衝突時間よりも長くなると、逆制動輻射による加熱が無視できなくなるのでピコ秒以下が望ましい。

OFIにより生成される Li^{3+} プラズマ中の平均電子温度を、Corkumの準定常モデル^{3,14)}を用いて計算した例をFig. 2に示す。このときのレーザー光は、直線偏光で、パルス幅は0.5 psである。図からわかるように、明らかに短波長レーザーほど、低温電子の生成には適している。しかし、KrFレーザーを用いた場合でも、この平均電子温度では、三体再結合により基底状態との反転分布を形成するのは困難である。

(2) プリプラズマ法

Nagata等⁴⁾は、従来から提案されてきた中性ガスに代えて Li^+ プラズマを初期媒質として用いるプリプラズマ法を提案し、サブピコ秒KrFエキシマレーザーを励起光源としてOFI法で初めて利得の発生を報告した。このプリプラズマ法は、再結合型のOFI X線レーザーを実現する上で、低温プラズマの生成や励起レーザー光の伝搬において非常に優れていることがわかった。

まず、第一には、(3)で述べるようにプリプラズマが低温電子の供給源となることで、OFIのみでは達成できないような極低温の多価イオンプラズマが生成できる。第二には、トンネル電離を支配的に起こすことによって、多光子電離にともなうATI加熱を避けることができ

Fig. 3 On-axis and off-axis spectra of the Li plasma subjected to subpicosecond pulses.

る¹⁵⁻¹⁷⁾。さらには、 Li^+ のようなイオン化エネルギーの大きな媒質では、パルスの先端部でのイオン化が起こらず、イオン化にともなう励起レーザー光のセルフディフォーカシング^{18,19)}を回避して、より高い集光強度が達成されると考えられる。

Nagata等の実験では2台のKrFレーザー(波長248 nm)を使用している。パルス幅20nsのKrFレーザーで一価のリチウムイオン生成し、これと同期したサブピコ秒のKrFレーザー(50 mJ, 0.5 ps)でOFIにより完全電離リチウムイオンを生成した。これらのレーザーは3Hzで動作させた。ナノ秒KrFレーザーは、真空容器内に設置された固体のリチウムターゲット上に 10^9 W/cm^2 で線状集光された。ナノ秒KrFレーザーによるプリプラズマ生成後、ある遅延時間においてサブピコ秒KrFレーザーを集光強度で約 10^{17} W/cm^2 で Li^+ プラズマ中に照射した。

Fig. 3にこのとき光軸外および光軸方向で観

測されたスペクトルを示す。軸方向での13.5 nm(Lyman- α)線の増加は、利得の発生を示唆している。測定された小信号利得係数は、 20 cm^{-1} であった。また、Lyman系列のスペクトルの強度比からサブピコ秒パルス照射後の電子温度をもとめたところ、1.5 eV以下であるという結果が得られた²⁰⁾。これは、利得の発生を十分裏付ける電子温度である。

(3) 2成分プラズマモデル

通常の中性ガスを用いたOFIにより生成されたプラズマの電子温度は、Tomson散乱等を用いて測定されており^{21,22)}、結果はATI理論から大きくずれるものではない。しかし、 Li^+ を用いたプリプラズマ法で得られた低い電子温度は、ATIの理論計算からだけでは説明できない。そこで、筆者等は、この結果を説明するために以下に示すような2成分プラズマモデルを検討した²³⁾。

このプリプラズマ法が、通常のOFI法と異なる点は、初期媒質としてプラズマを用いている点であり、そのプラズマ中の自由電子は非常に低温であり、その影響を考慮しなければ正確な電子温度は得られない^{23,24)}。このOFIに先立って生成されたプリプラズマの電子温度はトンネル電離後も変わらないことを考慮すると、この低温電子が利得発生に大きく寄与しているものと考えられる。もう一つの要因としては、OFIで生成される電子の運動エネルギーの分布が熱平衡分布とは異なることが考えられる。Fig. 4にFig. 2と同じ条件で励起光にKrFレーザーを用いたとき生成される電子のエネルギー分布を示す。比較のため平均エネルギーが26 eVと1 eVとなるマクスウェル分布も示してある。図から明らかなように、OFIにより生成された電子の運動エネルギーの分布は、マクスウェル分布と大きく異なり、低エネルギーの領域での分布が多く、高エネルギー領域まで長い裾を引くことがわかる。

再結合励起方式の軟X線レーザーを考える上では、電子のエネルギー分布のうちエネルギーが低いものが重要となってくる。これは三体衝

Fig. 4 Electron energy distribution for Li^+ .

Fig. 5 Temporal evolution of the average electron temperature of electrons produced by OFI in a cold bath of preformed electrons.

突再結合や衝突緩和の速度が電子温度に強く依存し、低温の電子による衝突緩和速度が高温の電子による励起速度と比較してはるかに速いためである。OFIプラズマ柱の半径が電子の平均自由行程と比較して十分小さい場合、電子は相互作用をしないままプラズマ柱の外へ出てしまう。Nagata等の実験ではプラズマ柱の半径は約 $5\text{ }\mu\text{m}$ であり、約10 eV以上の電子が相互作用する確率は小さい。このような過程を考慮して、熱伝導モデルによりプラズマ中での電子の持つ運動エネルギーの変化を計算した結果をFig. 5に示す。高温の電子が、プラズマ柱より逃げて行くため、約15 psで1 eV程度まで温度が下がるのがわかる。この時間は、測定された利得がピークに達するまでの時間とほぼ一致している。

Fig. 6 (a) Intensity of Li III 13.5 and 11.4 nm lines and (b) Ratio of 13.5 nm/11.4 nm line as a function of the target length.

このようにプリプラズマ法により極低温の電子温度が実現できることが明らかになってきたが、今後の課題は如何に利得長積を大きくできるかである。Suckewer等²⁵⁾の報告でも、Fig. 6に示すようにLyman- α 線とLyman- β 線の強度比で見ると、4 mmまでの非線形な増加が観測されているが、信号強度は2 mmまでしか増加しない。現状では、プラズマ長2 mm以上で増幅が観測されない原因は、励起レーザー光の伝搬に問題があると考えられている²⁶⁾。最近、励起レーザー光の伝搬に関してはMilchberg等によりプラズマガイドによりレーリー長の数10倍まで安定にビームを伝搬できるとの報告もあり、OFI X線レーザーへの応用が期待されている^{27,28)}。

2.3 電子衝突励起OFI X線レーザー

BurnettとCorkumは、OFIを用いた再結合励起軟X線レーザーに加えて、電子衝突励起も提案している²⁹⁾。この場合は、円偏光の長波長レーザー光を用いることによってATIにより高温の自由電子を生成する。Lemoff等³⁰⁾は、希ガスの8価のイオンすなわちNe様Ar, Ni様Kr, およびPd様Xeを媒質としたOFIによる電子衝突励起軟X線レーザーの提案をした。Ne様およびNi様X線レーザーは、すでにLLNLを中心に大型のガラスレーザーを用いた通常の電子衝突励起で実現されているが、通常的方式との基本的な違いは、イオン化をOFIで行う点にある。この場合、イオン化の割合は、Fig. 7に示すようにレーザー強度に大きく依存するため、レーザー光強度を制御することにより、ほぼ所望のイオン種のみを生成することができる。例えば、Xe, KrおよびArにおいて9価を生成するのに必要なレーザー強度は、8価の生成に必要な強度のそれぞれ7, 8および48倍であり、レーザー強度 $3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ではXe⁸⁺の生成速度はXe⁹⁺の 10^{12} 倍にもなる⁵⁾。

レーザーパルス通過後のOFI電子の運動エネルギーは、直線偏光の場合とは異なり、励振エネルギー(quiver energy)に等しくなる。したがって、長波長のレーザーほど高温の電子を生成できる。Fig. 8に波長800 nmのチタンサファイアレーザーを集光強度 10^{17} W/cm^2 でArガス中に集光したときの電子エネルギー分布を示す。各ピークは、生成されるイオンの価数に対応しており、それぞれの電子の持つ運動エネルギーをもとに電子衝突による励起速度が計算される。

また、通常の電子衝突励起の場合、イオン温度は、数100 eVであるのに対して、OFI法では電子密度が3桁以上も低いため、励起レーザー光のパルス幅の時間内ではほとんど電子との衝突によるエネルギー移乗が起こらない。このため、イオン温度は、数eV程度に保たれると考えられ、絶対的な粒子密度は小さいが、利得線幅が1桁程度小さくなるので、高い利得係数が期

Fig. 7 Circularly polarized laser intensity required for production of an ionization rate of 10^{14}s^{-1} in the indicated species. Also shown is the corresponding quiver energy at 800nm.

Fig. 8 Calculated initial electron energy distribution produced in Ar by a circularly polarized 30-fs pulse of intensity 10^{17}W/cm^2 .

待できる。さらに、励起光の伝搬の問題を除けば、この低密度動作は、良好なビーム品質を得るのに都合がよい。

Lemoff等の実験は、パルス幅30fsでエネルギー70 mJのチタンサファイアレーザーを用いて行われた。レーザー光は、直径500 μm の穴を通して差動排気式のターゲットセルに導入され

た。Fig. 9にセル内のXeガスの圧力を変えたときに観測されたスペクトルを示す。このときの相互作用長は、8.4 mmである。41.8 nm線(Pd様Xeの $J=0-1$ 遷移)の強度が、200倍以上大きくなっているのに対して、他のスペクトル線はノイズに埋もれほとんど見えない。相互作用長を変化させることによって見積もられた小信号利

Fig. 9 Observed emission spectrum at an estimated length of 8.4mm and a pressure of (a) 3 Torr and (b) 12 Torr.

得係数は、 13 cm^{-1} で利得長積として11が得られた。

このレーザーは、希ガスを媒質としているうえに、励起レーザーも小型であるため繰り返し速度10 Hzで動作し、実用的であると考えられるが、まだ動作波長は41.8 nmと長い。この方式での短波長化においても、軸方向励起である

ため高密度化にともなう励起レーザー光の伝搬の問題が生じてくる。また、励起に必要なレーザー強度も大きくなり、波長10 nm付近で動作するためには、Ni様Xeを生成する必要があるが、必要なレーザー強度は $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ になる。

3. キャピラリー放電励起

放電励起によるレーザーの短波長化は、水素分子レーザーの116 nmでの発振³¹⁾以来20年以上にもわたって止まっていた。この主な原因は、励起強度の増大にともなうプラズマの不均一性と不安定性によるものであると考えられる。これに対してRocca等⁶⁾は、キャピラリー(細管)内での短パルス放電による軟X線レーザーの励起を提案した。キャピラリー放電は、通常の放電にくらべて、特に大入力での安定性および均一性に優れており、従来から軟X線光源として研究されてきた。

Rocca等の実験では、内径4mmで最大長12 cmのキャピラリー内にArとH₂の混合ガスを封入し、電流立ち上がり時間20 nsの高速放電を行った。この放電装置をFig. 10に示す³²⁾。パルス電源は、エチレングリコールを誘電体とした容量3 nFのキャパシタとそれをパルス充電するた

Fig. 10 Schematic illustration of the fast capillary discharge setup.

Fig. 11 Variation in the intensity of the spectral lines in the neighborhood of 48 nm as a function of capillary length.

めの700 kVのMarx電源で構成される。ピーク放電電流は約40 kAでパルス幅は60 nsである。この主放電に先立ち、約10 Aの電流で予備電離を行っている。主放電が進展し、電流が増加するにともない自己磁場によるピンチを起こし、直径200 μm 程度の細長いプラズマ柱が形成される。増幅が起こるのは、この磁場によるプラズマの圧縮が最大になるときで、電流のピーク直後である。

Fig. 11にキャピラリー長を変化させたとき観測されたスペクトルの変化をしめす。増幅が観測された波長46.9 nmの線は、Ne様Arの $J=0-1$ 遷移にあたる。測定された小信号利得係数は、 0.6 cm^{-1} で利得長積は7.2である。

この方法での短波長化は、困難であると思わ

れるが、レーザー励起に比べると、装置は簡単で効率も2桁以上は良く、実用的価値は非常に高いと考えられる。

4. 電子衝突励起法における効率の改善

電子衝突励起法は、LLNLを中心に最も研究が進んでおり、すでに飽和増幅も報告されている³³⁻³⁵⁾。また、理論面でもレーザーの動作特性を良く再現できるようなシミュレーションモデルもできるまでになっている³⁶⁾。現在の研究の中心は、コヒーレンス³⁷⁾や偏光³⁸⁾などのビーム特性の改善と効率の向上である。特に、後者の励起効率に関しては、パルス幅の短い励起レーザーによるダブルパルス照射^{7,8,39,40)}や湾曲ターゲット^{7,8,41)}の導入、進行波励起^{39,42)}の

採用などにより、従来の単一長パルス照射に比べて大幅に改善されている。

電子衝突励起法では、高いプラズマ密度が要求されるため、その密度勾配によるX線の屈折が大きな問題であった。特に、プラズマ長が長くなると、信号光が増幅領域から離れてしまい、励起レーザーエネルギーが有効に利用されなくなってしまう。この問題を解決する方法としてダブルパルス照射が有効であることが示された。これは、第一のパルスで予め必要なイオンを生成し、プラズマがある程度膨張したところで第二のパルスを照射加熱することにより、密度勾配を緩和するとともに利得空間を広げることによってX線ビームの屈折を回避するものである。これによって、単一パルス励起では大きな利得が得られなかった $J=0-1$ 線の利得の増大が確認され、はじめて理論との一致が得られるようになった。Fig. 12に計算により求められたダブルパルスの照射による電子密度勾配の緩和と利得領域の広がりの様子を示す⁴⁰⁾。

一方、Kodama等⁴¹⁾は、この密度勾配による屈折を補償する方法として予めビームの屈折する方向に曲率を持たせた湾曲ターゲットを用いることを提案し、X線レーザー強度を増大するとともにビーム発散角を小さくすることに成功した。さらに、Daido等⁷⁾は、Fig. 13に示すように湾曲ターゲットとダブルパルス照射を組み合わせることにより、ナノ秒レーザーの場合比べて20倍以上の輝度の向上を報告している。最近では、この手法をNi様イオンに適用することにより、6から8 nmの短波長域で励起レーザーエネルギーを250 J、従来の約1/10までに減少させることに成功している⁸⁾。Fig. 14にこのとき観測されたNi様イオンによる増幅スペクトルを示す。

さらに、出力と効率の向上をはかるには、上述の方法に進行波励起を用いれば有効であると考えられる。電子衝突励起における利得の持続時間は、励起パルス幅にほぼ等しいので100 psのパルスでは3cm程度の利得長が限界で、進行波励起を用いない場合、それ以上長くしても大

Fig. 12 (a) Electron density and (b) gain of the 326 Å Ne-like Ti line versus the distance from the slab target. Two cases are shown: with (solid) and without (dashed) the prepulse.

Fig. 13 Schematic of the curved slab target pumped with a double-pulse laser.

きな増幅は望めない。これに対して進行波励起を用いると、利得長が長くなっても増幅率は変化しない⁴²⁾。

Fig. 14 Typical spectra (a) Nd, (b) Sm, (c) Gd and (d) Tb recorded with an x-ray streak camera. The shorter wavelength $J = 0 - 1$ lines are indicated by the arrows. The gain length are 2.5 cm.

5. 短パルスレーザーを用いた再結合励起法

再結合励起法では、長い間、1984年のPPPLでのH様CのBalmer- α 線(波長18.2 nm)の増幅²⁾(利得長積=7)を上回る成果は得られなかった。通常の自由膨張を用いる方法では、大きな小信号利得系数は観測されても、利得長を長くすると出力は飽和してしまい、結局、利得長積は4程度までしか得られていなかった。この原因については、励起レーザー光の照射の不均一性にもなう利得の低下や再吸収などが考えられているが、いまだによくわかっていないのが現状である。これに対して、Zhang等⁴³⁾は、利得長を長くしなくとも、ピコ秒レーザーによる短パルス励起を用いれば小信号利得が大きくなり、結果的に大きな利得長積を達成できると考えた。

実験では、直径7 μm の炭素ファイバーターゲットにエネルギー20 Jでパルス幅2ピコ秒の短パルスガラスレーザーを照射した。レーザーの集光強度は $6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ である。プラズマ長を変化させて観測されたスペクトルをFig. 15に示す。プラズマ長を1.1 mmから5 mmに伸ばすことによってBalmer- α (18.2 nm)線の強度は

Fig. 15 On-axis spectra for a 1.1 mm long carbon fiber plasma (lower) and a 5.0 mm long plasma (upper).

約70倍増加してしている。測定された小信号利得は 12.5 cm^{-1} で、利得長積(gl)で6を得た⁴³⁾。

この結果は、照射レーザーのパルス幅を短くすることによって、プラズマの膨張が均一になるとともに冷却もより効果的に起こるためであると考えられる。 gl 積が4を大きく上回ったことは、大きな進歩で今後の展開が期待される。しかし、飽和増幅には2 psで40 Jのレーザーエネルギーが必要であると考えられており、このエネルギー自体はあまり大きくはないが、パルス幅が短いため励起レーザーとしては、まだまだ大型な装置が必要である。

6. おわりに

X線レーザーの最近のトピックスをいくつか紹介した。X線レーザーは、当初、NOVAや激光Ⅱ号のような大型の核融合用レーザー装置がなければ実現困難であると考えられていたが、ここに示したように、約十年間の間に確実に必要な励起レーザーエネルギーは小さくなってきている。しかし、従来の電子衝突励起や再結合励起では、パルス幅を短くすることで、効率は改善されているが、用いられるレーザー装置自体の大きさはあまり変わっていないと言える。これは、一つには現状では、これらの実験は慣性核融合の研究用に開発されたレーザー装置を流用しているためでもあり、今後、それぞれの方式での最適化が進めばX線レーザー専用の励起レーザー装置の設計も可能になり、小型化が期待できるものと考えられる。一方、OFI法や細管放電法の成功は、X線レーザー研究が必ずしも大型の装置を必要としないことを示しており、今後の研究のすそ野を広げるのに大きな役割を果たすものと思われる。これらの方式は、それぞれ一長一短があり、高繰り返し動作に適したものがあれば、高エネルギー動作に適したものもあり、また、短波長動作に適した方式もあり、一つの方式ですべての応用分野を満たせるわけではない。応用分野の拡大の意味からも、今後のX線レーザーの幅広い研究の展開を期待したい。

参考文献

- 1) D. L. Matthews et al.: Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 110.
- 2) S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, and D. Voorhees: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1753.
- 3) N. H. Burnett and P. B. Corkum: J. Opt. Soc. Am. B6 (1989) 1195.
- 4) Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, and K. Toyoda: Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3774.
- 5) B. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon, III, C. P. J. Barty, and S. E. Harris: Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1574.
- 6) J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cotazar, D. Hartshorn, and J. L. A. Chilla: Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 2192.
- 7) H. Daido, R. Kodama, K. Murai, G. Yuan, M. Takagi, Y. Kato, I. W. Choi, and C. H. Nam: Opt. Lett. 20 (1995) 61.
- 8) H. Daido et al.: Phys. Rev. Lett. (to be published).
- 9) P. B. Corkum, H. N. Burnett, and F. Brunel: Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1259.
- 10) N. H. Burnett and G. D. Enright: IEEE J. Quantum Electron. QE-26 (1990) 1797.
- 11) P. Amendt, D. C. Eder, and S. C. Wilks: Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2589.
- 12) D. Eder, P. Amendt, and S. C. Wilks: Phys. Rev. A45 (1992) 6761.
- 13) B. M. Penetrante and J. N. Bardsley: Phys. Rev. A43 (1991) 3100.
- 14) P. Pulsifer, J. P. Apruzese, J. Davis, and P. Kepple: Phys. Rev. A49 (1994) 3958.
- 15) G. Gibson, T. S. Luk, and C. K. Rhodes: Phys. Rev. A 41 (1990) 5049.
- 16) S. Kubodera, Y. Nagata, Y. Aikiyama, K. Midorikawa, M. Obara, H. Tashiro, and K. Toyoda: Phys. Rev. A48 (1993) 4576.
- 17) L. V. Keldysh: Sov. Phys. JETP 20 (1965) 1307.
- 18) P. Mont, T. Auguste, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Maus: J. Opt. Soc. Am. B9 (1992) 1579.
- 19) Y. M. Li, J. N. Broughton, R. Fedosejevs, and T. Tomie: Opt. Commun. 93 (1992) 366.
- 20) Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, and K. Toyoda: Phys. Rev. A51 (1995) 1415.
- 21) A. A. Offenberger, W. Blyth, A. E. Danger, A. Dijaoui, M. H. Key, Z. Najmudin, and J. S. Wark: Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3983.

- 22) T. E. Glover, T. D. Donnelly, E. A. Lipman, A. Sullivan, and R. W. Falcone: Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 78.
- 23) K. Midorikawa, Y. Nagata, S. Kubodera, M. Obara, and K. Toyoda: IEEE J. Quantum Electron. (to be published).
- 24) T. D. Donnelly, R. W. Lee, and R. W. Falcone: Phys. Rev. A51 (1995) R2691.
- 25) A. Morozov, K. Krushelnic, L. Polonsky, C.H. Skinner, and S. Suckwer: "X-Ray Lasers 1994" AIP Conf. Proceedings 332 (1994) 432.
- 26) D. C. Eder, P. Amendt, L. B. DaSilva, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, B. M. Penetrante, M. D. Rosen, and S. C. Wilks: Phys. Plasmas 14 (1994) 1744.
- 27) C. G. Durfee III and H. M. Milchberg: Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2409.
- 28) H. M. Milchberg, C. G. Durfee III, and J. Lynch: J. Opt. Soc. Am. B12 (1995) 731.
- 29) P. B. Corkum and N. H. Burnett: Short Wavelength Coherent Radiation: OSA Proceedings on Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications vol.2 (1988) 225.
- 30) B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, and S. E. Harris: Opt. Lett. 19 (1994) 569.
- 31) R. W. Waynant: Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 553.
- 32) J. J. Rocca, O. D. Cortazar, B. Szapiro, K. Floyd, and F. G. Tomaselli: Phys. Rev. E47 (1993) 1299.
- 33) J. A. Koch, B. J. MacGowan, L. B. DaSilva, D. L. Matthews, J. H. Underwood, P. J. Batson, and S. Mrowka: Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3291.
- 34) A. Carillon et al.: Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2917.
- 35) L. B. Da Silva, B. J. MacGowan, S. Mrowka, J. A. Koch, R. A. London, D. L. Matthews, and J. H. Underwood: Opt. Lett. 18 (1993) 1174.
- 36) R. L. London, M. D. Rosen, M. S. Maxon, D. C. Eder, and P. L. Hagelstein: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 22 (1989) 3363.
- 37) J. E. Trebes et al.: Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 588.
- 38) B. Rus et al.: Phys. Rev. A51 (1995) 2316.
- 39) L. B. DaSilva, R. A. London, B. J. MacGowan, S. Mrowka, and D. L. Matthews: Opt. Lett. 19 (1994) 1532.
- 40) J. Nilsen, B. J. MacGowan, L. B. DaSilva, and J.C. Moreno: Phys. Rev. A (1993) 4682.
- 41) R. Kodama, D. Neely, Y. Kato, H. Daido, K. Murai, G. Yuan, A. MacPhee, and C. L. S. Lewis: Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3215.
- 42) J. C. Moreno, J. Nilsen, L. B. DaSilva: Opt. Commun. 110 (1994) 585.
- 43) J. Zhang et al.: Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1335.

レーザーワード

X線レーザー (x-ray laser)

厳密には、X線領域(1 nm以下)で動作するレーザーであるが、通常は、軟X線領域(30 nm～1 nm)以下の波長で動作する短波長レーザーの総称として用いている。主に高密度プラズマ中の多価イオンをレーザー媒質として電子衝突やプラズマ再結合などにより励起されるが、いずれの場合でも励起には強力なパワーが必要とされるため、核融合研究用の大型レーザー装置やテラワットクラスの超短パルス高出力レーザーが用いられている。(緑川 克美)

高強度レーザー (high intensity laser)

パルスレーザーのなかで、特にピーク出力を大きくすることを目的に開発されたレーザーの総称である。ピーク出力を大きくする方法として発振器では、モード同期やQスイッチが用いられる。増幅器では、希ガスハライドエキシマやガラス、チタンサファイアなど利得帯域の広い媒質を用いて超短パルスで高ピーク出力が達成できる。狭い意味では、そのような超短パルスで高ピーク出力を有するレーザーをさす。(緑川 克美)