

高強度レーザーパルスによるコヒーレント軟 X 線の発生

宮崎 健 創

フェムト秒レーザーパルスを増幅することにより、比較的小型のレーザー装置によって $10^{15} \sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$ の大きな光密度を実現できる。このときレーザーの光電場は $E_0 \approx 10^8 \sim 10^{10} \text{ V/cm}$ になり、例えば、水素原子内のクーロン電場 $E_{\text{atom}} \sim 10^9 \text{ V/cm}$ と同等かそれ以上に達する。フェムト秒 (10^{-15} s) という超高速時間域とともに、この大きな電場は実験室レベルのレーザーによって初めて到達できるようになった新しい物理領域であり「高強度レーザー科学 (high-intensity laser science)」とも呼ばれる新しい研究分野が発展しつつある¹⁾。この高強度なレーザーパルスを物質に照射すると、原子・分子のイオン化のような最も基礎的な物理過程についてもその様相は一変し、 $E_0 \ll E_{\text{atom}}$ の摂動論的な領域では観測されなかった新しい現象が現れる。本稿では、高強度レーザーパルスによって特徴的に発現する現象や相互作用過程を利用したコヒーレント軟 X 線発生について概説する。

1. フェムト秒高強度レーザーパルス

光パルスの時間幅 $\Delta\tau$ と周波数幅 $\Delta\omega$ の間には $\Delta\tau\Delta\omega/2\pi \geq K$ (K のオーダーの定数) の関係があり、 $\Delta\tau$ の小さいフェムト秒 (fs) 光パルスの発生には利得幅 $\Delta\omega$ の大きなレーザーが必要になる。この fs レーザー技術は、Ti:sapphire レーザーに代表される波長可変固体レーザーの出現で大きく様変わりした。色素レーザー等と比べると、媒質自身の安定性、出力安定性・再現性等についての優位性に加え、固体レーザーに特有の信頼性の高いモード同期技術が開発されたためである。

Ti:sapphire レーザーでは、Kerr レンズモード同期の方法で 7.5 fs までの fs パルス発生が報告²⁾ されている。さらに、最近、増幅した Ti:sapphire レーザーパルス ($\sim 800 \text{ nm}$, $\sim 20 \text{ fs}$) を Kr ガスを封入した中空ファイバー中を伝搬させることによって自己位相変調 (self-phase modulation: SPM) を生じさせ、スペクトル幅を $\sim 300 \text{ nm}$ 程度にまで拡大した後、パルス圧縮を行い $\Delta\tau \sim 4.5 \text{ fs}$ という最短パルスの発生が実現した³⁾。このパルスの半値幅内にはわずか 2 サイクルの光しか含まれていない。Ti:sapphire レーザー以外では、Cr:LiSAF (中心波長 $\lambda_0 \sim 860 \text{ nm}$)、Cr:forsterite ($\lambda_0 \sim 1.3 \mu\text{m}$)、Cr:YAG ($\lambda_0 \sim 1.5 \mu\text{m}$) 等について fs パルス発生技術の開発が行われており、それぞれ $\Delta\tau \sim 18 \text{ fs}$ ⁴⁾、 25 fs ⁵⁾、 53 fs ⁶⁾ が報告されている。

fs 光パルスを増幅してパルスエネルギー E_{out} を大きくすれば尖頭出力 P_{out} (W) は大きくなる。しかし、媒質中を $\Delta\omega$ の大きな光パルスが伝搬すると、群速度の周波数依存性のために $\Delta\tau$ は一気に拡大される。また、ピーク強度 I_0 (W/cm^2) が大きくなると、SPM のために位相が歪むばかりでなく自己収束が生じて増幅媒質が破壊されることもある。増幅過程での SPM を避け、ビーム品質を維持したまま高強度なレーザーパルスを発生するには、ビーム断面積の拡大と大型レーザー媒質が必要になり励起技術的にも非現実的な状況が生じる。fs 光パルス増幅でのこの課題はチャープパルス増幅 (chirped-pulse amplification: CPA) の発明によって大きく改善された^{7,8)}。

図 1 は、CPA を用いた Ti:sapphire レーザー増幅システム ($\sim 0.2 \text{ TW}$: $40 \text{ mJ}/150 \text{ fs}$) の例とその構成である⁹⁾。レーザーシステムは $1.5 \times 4 \text{ m}^2$ の光学テーブル上

電子技術総合研究所光技術部レーザー研究室 (〒305 つくば市梅園 1-1-4)

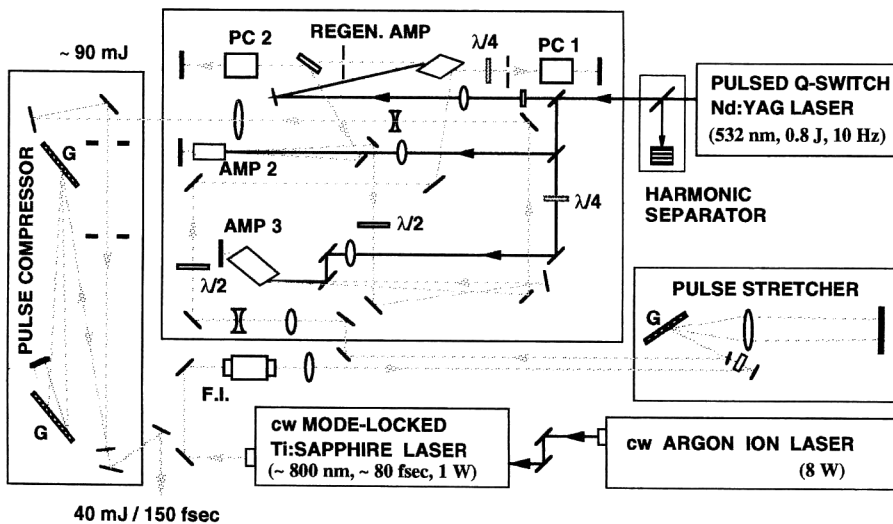
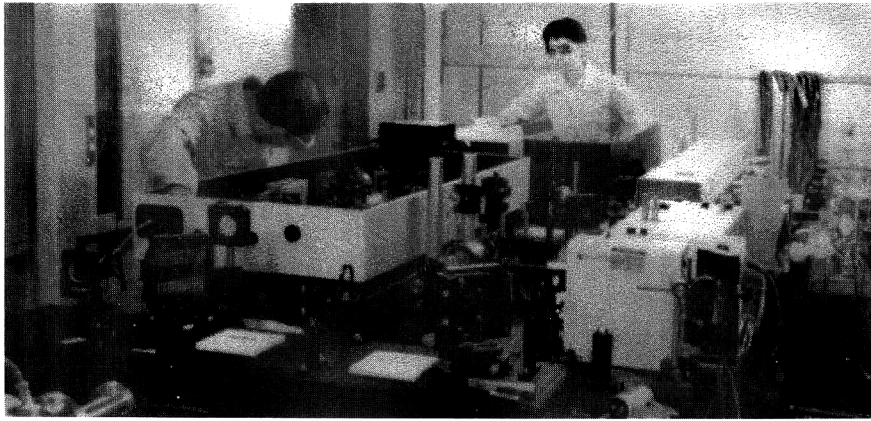


図 1 CPA を用いた高強度 Ti:sapphire レーザーとその構成。

に設置されている。レーザー発振器からは $\Delta\tau \sim 80$ fs の光パルスが出力されている。このパルスを回折格子等で構成されるパルス伸長器 (pulse stretcher) に送り、 ω が時間的に変化するようなチャープパルスを発生させ、 $\Delta\tau$ を 2~4 桁拡大した後、数段の増幅器で増幅する。 $\Delta\tau$ が十分大きいと E_{out} が大きくなっても I_0 を小さく保つことができ、増幅過程で顕著な SPM が生じることはない。最後に、最終段増幅器からの出力パルスを回折格子対で構成されるパルス圧縮器 (pulse compressor) に送って圧縮する。

出力パルスの $\Delta\tau$ を小さくできれば類似の構成で P_{out} を大きくできる。Ti:sapphire レーザーでは $P_{out} = 2 \sim 4$ TW が比較的小型の装置で実現している^{10,11)}。最大のもものでは、Nd:glass レーザーシステムで尖頭出力 $P_{out} \sim 1$ PW が達成されている¹²⁾。

2. 自由電子の運動と原子のイオン化

高強度なレーザーパルスを集光照射することによって生じる原子・分子のイオン化や自由電子のコヒーレントな応答は、高次高調波発生や軟 X 線レーザーにとって本質的な役割を果たす。

直線偏光した高強度レーザーパルスが古典的な自由電子に照射された場合を考える。高周波電磁場の中で電子は 8 の字を描くように運動するが、偏光方向と垂直な方向の振幅は小さいので光の電場 $E = E_0 \cos \omega t$ のみを考慮すると、電子は $m(d^2x/dt^2) = -eE_0 \cos \omega t$ に従って振動し、場の中で

$$U_p = e^2 E_0^2 / 4 m \omega^2 \approx 9.3 \times 10^{-14} I^2 \text{ (eV)} \quad (1)$$

の平均エネルギー (ponderomotive energy または quiver energy) をもつ¹³⁾。ここで、 I と λ の単位はそれぞれ W/cm^2 , μm である。この U_p は、電子が光電場

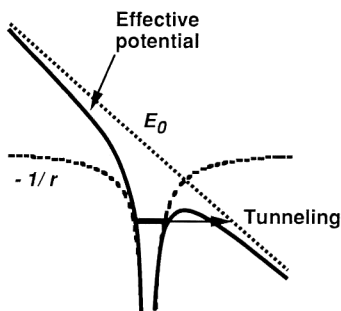


図2 高光電場の印加による実効的な原子のポテンシャルとトンネルイオン化。

中でもつポテンシャルエネルギーと考えることができ、二次的な現象が生じなければ光パルスの通過後に再び場に返還される。原子・分子内の束縛電子の運動もほぼ同じように考えることができる。

高強度レーザーパルスが原子気体に照射された場合には、原子のイオン化エネルギー I_p に比べて光子エネルギー $h\nu$ が小さい場合 ($h\nu \ll I_p$) にも、原子は複数の光子を同時に吸収してイオン化する。この多光子イオン化 (multiphoton ionization: MPI) は、一般には $Nh\nu > I_p$ となる最低数 N の光子を原子が吸収することによって生じる。しかし、 I_0 が大きいと、 $N+s$ ($s=1, 2, 3, \dots$) 個の過剰な光子数を吸収してもイオン化が起こる。MPI の一種であるこの現象は特に above threshold ionization (ATI) と呼ばれている。

さらにレーザー強度 I が増大して $U_p > \sim I_p$ となると、図2のように、光電場 E によって原子のポテンシャル $V_0(r) \approx -e^2/r$ は $V(r) \approx -e^2/r - eEx$ のように大きく歪む。このとき、原子内に束縛されている電子はこのポテンシャル障壁をトンネル効果によって透過し自由電子となることができる。このトンネルイオン化 (tunneling ionization: TI)^{14,15)} の周波数 $\omega_t = eE/(2mI_p)^{1/2}$ とレーザー周波数 ω との比

$$\gamma = \omega/\omega_t = (I_p/2U_p)^{1/2} \quad (2)$$

を定義すると、TIが生じるためには $\gamma < 1$ でなければならない。ちなみに $\gamma > 1$ では MPI が支配的になる。図2からも想像できるように、より大きな I によってポテンシャル障壁がさらに基底準位の位置まで低下すると、束縛電子はこの障壁を越えてイオン化できる (barrier suppression ionization: BSI)。この BSI が生じるためのレーザー強度は $I_{BS} = cI_p^4/(128\pi Z^2 e^6)$ となる¹⁶⁾。 Z はこの過程で生成されるイオンの価数である。 I_{BS} は照射レーザー波長に依存せず、例えば He 原子 ($I_p \sim$

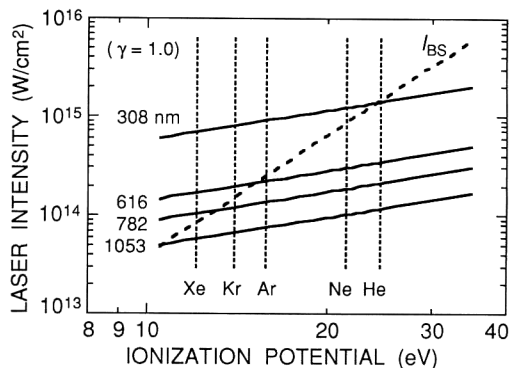


図3 各種のレーザー波長で $\gamma=1$ を与えるレーザー強度。太い点線は BSI 強度、垂直の点線は希ガス原子のイオン化エネルギー I_p を示す。

24.6 eV) では $I_{BS} \sim 1.46 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ になる。図3に、いくつかのレーザーについて $\gamma=1$ を与える強度 $I_{\gamma=1}$ と I_{BS} を示す¹⁷⁾。図中に希ガス原子の I_p を点線で示した。個々の原子に対して $I_{\gamma=1} < I < I_{BS}$ の範囲で TI が生じる。それ以外は MPI の領域である。特定の原子に対して TI の起こりうる I の範囲は短波長のレーザーほど狭くなり、XeCl レーザーでは希ガス原子の TI を誘起することはほとんど期待できない。

3. 高次高調波発生

10~100 Torr の原子・分子気体中に、MPI や TI の生じる強度 $I_0 > \sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ にレーザーパルスを集光すると、レーザー周波数 ω の奇数倍の周波数 $q\omega$ をもつ高調波が発生する。このとき、次数 q が増大しても高調波発生効率率はほとんど低下せず、高調波分布中には幅の広いプラトー (Plateau) 域が形成される。図4は、紫外¹⁸⁾、可視¹⁹⁾、および近赤外⁹⁾ の高強度レーザーパルスによって観測した高次高調波スペクトルの例である¹⁷⁾。

3.1 高次高調波発生の物理過程

この高次高調波が発生する過程は、 $\gamma > 1$ と $\gamma < 1$ の強度域ではいくぶん異なり、ほぼ次のように理解されている。

図4(a)および(b)のような $\gamma > 1$ の強度域では、 q 次の高調波は原子の束縛電子の非線形な応答によって発生する。入射レーザー光によって束縛電子は周波数 ω でコヒーレントに振動をするが、 I_0 が大きいと電子は原子核の近傍にまで深く侵入し、 ω は大きな変調を受ける。この変調成分が高調波として放出される。換言すれば、入射レーザー光で誘起される原子の双極子モーメントの

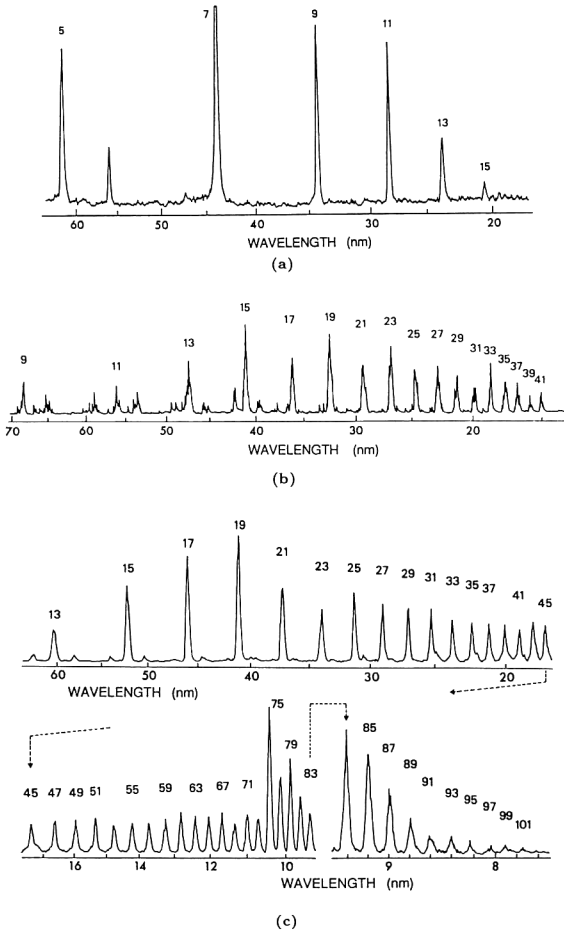


図4 Heを媒質として、(a)XeClレーザー(308 nm, 380 fs, $I_0 \sim 2.5 \times 10^{15}$ W/cm²)、(b)色素レーザー(616 nm, 800 fs, $I_0 \sim 1.4 \times 10^{14}$ W/cm²)、および(c)Ti:sapphireレーザー(782 nm, 200 fs, $I_0 \sim 3.0 \times 10^{15}$ W/cm²)で観測された高次高調波スペクトルの例。

フーリエ成分 $d(q\omega)$ が高調波を発生させる。

$U_p \ll \hbar\nu$ (または $E_0 \ll E_{\text{atom}}$) の摂動論的な領域では $d(q\omega) \propto \chi_q |E_0|^q$ である。 $d(q\omega)$ を支配する非線形感受率 χ_q は $|\chi_{q+1}/\chi_q| \sim 1/E_{\text{atom}}$ となるため、次数 q の増加とともに高調波発生効率も極端に小さくなる。

E_0 の増加とともに $d(q\omega)$ は急速に増大するが、 $E_0 \sim E_{\text{atom}}$ の非摂動論的な (MPI や ATI の) 領域に近づくと、相対的に E_{atom} の影響が小さくなり、 $d(q\omega)$ は E_0 の増加とともに比較的ゆっくりと増加するようになる。さらに大きな E_0 に対しては、異なる次数 q に対して $d(q\omega)$ がほぼ同程度の E_0 依存性 ($\sim E_0^5$) をもつようになる。その結果、高調波分布中にプラトー域が現れる²⁰⁾。この強度域では、励起準位やイオン化限界のシフ

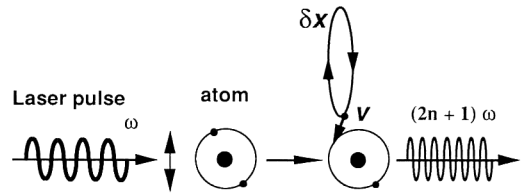


図5 トンネルイオン化域での高次高調波発生過程。

トによる共鳴効果¹³⁾によってプラトーは一層効率よく形成される¹⁹⁾。

一方、図4(c)のような $\gamma < 1$ のTI域でも、急速なイオン化が生じるにもかかわらず、著しく高次の高調波が発生する。このTI域での高調波発生過程はほぼ次のように理解されている^{21,22)}。TIによって束縛電子は空間的に原子核にきわめて近い位置で自由電子となる(図3参照)。この電子は直ちに光電場 E で加速されて元のイオンから離れるが、次の半周期で再び自分が飛び出たイオンの位置に回帰し、一定の確率で基底準位へ再結合する(図5)。このとき、電子が一周の間に E から得た運動エネルギー W_k と原子の I_p の和にほぼ等しいエネルギーが高調波として放出される。理論計算によると W_k の最大値は $\sim 3.17 U_p$ であり、したがって観測できる高調波の最大エネルギー E_{max} は

$$E_{\text{max}} \approx I_p + 3.17 U_p \quad (3)$$

となる。もちろん、この再結合は直線偏光のレーザーに対してのみ可能で、円偏光に対してはこのような電子の回帰は起こらない。また、直線偏光の場合でも、TI時の電子のドリフト速度のためにこの回帰はTIの後の数サイクルの間でしか起こらない。

実際に観測される高調波分布には、パルス伝搬や位相整合等の効果が反映されているため、このような単一原子の応答だけでは実験結果を十分には説明できないが、基本的な物理過程は矛盾しない。例えば、図4(c)の $I_0 \sim 3 \times 10^{15}$ W/cm² では $E_{\text{max}} \approx 567$ eV となるが、He原子の急速なTIと生成したプラズマ中でのビームの発散により、He中での相互作用強度は $I \sim 8 \times 10^{14}$ W/cm² 程度に制限されている。このとき、式(3)から $E_{\text{max}} \approx 169$ eV となり観測値 $E_{\text{max}} \approx 163$ eV とよく一致する⁹⁾。

ちなみに、TIにかかわる上記のモデルで、自由電子が回帰時に再結合をせずに He⁺ イオンと非弾性衝突をする場合、He⁺ から He²⁺ が効率よく生成される。また、回帰した電子が同イオンと弾性衝突をする場合には、逆制動輻射によって電子が加速され、高エネルギーの電子が放出される。(多価イオン生成と高速電子放出

についてのこのモデルには異論もある.)

3.2 高調波の短波長化と高効率化

高次高調波発生によるコヒーレントな極短波長光源開発では、コヒーレント光の短波長化と高出力化が主な課題である。

TIの強度域で考えると、 I_0 が同じであれば、式(1)および式(3)から小さい ω (したがって長波長のレーザー)が大きな E_{\max} を与える。一方、TIで発生した自由電子の振幅($\propto E_0/\omega^2$)は ω が大きいほど小さく、電子は時間的に速く親イオンへと回帰するため、回帰時の電子波束(wave packet)の広がりも小さくなる。また、大きな ω ほど回帰速度($\propto E_0/\omega$)も小さく、回帰時にイオンの近傍に電子が滞在する時間も長くなる。その結果、再結合の確率が大きくなり高効率な高調波発生が期待できる²¹⁾。すなわち、短波長化には長波長のレーザー、高効率化には短波長のレーザーが有利になる。このことは、多少物理的な意味が異なるが、MPI領域でもほぼ成立する。図4の3種類のレーザーを用いた実験でもこのことは確認されている¹⁷⁾。

レーザーの波長 λ_0 が一定の場合、式(3)から短波長化のためには U_p (したがって相互作用強度)を大きくしなければならない。そのためには、イオン化の速度と相互作用域での競合過程を抑制することが不可欠であり、パルス幅の短いレーザーパルスを用いることが有効なアプローチとなる⁹⁾。実際、25 fsのレーザーパルスを用いたミシガン大グループ²³⁾や、65 fsのレーザーパルスによる筆者らのグループの実験²⁴⁾では、HeやNeを用いて最短波長 ~ 6.2 nmまでの高次高調波が観測されている。レーザーの短パルス化、それによるイオン化の抑制や安定性、また、 I_p の大きなイオンの利用等によって一層の短波長化が期待できる。

なお、高次高調波をコヒーレント軟X線光源として実用化するには、現状の高調波出力を飛躍的に改善する必要がある。そのためには、いずれの強度域においても、レーザー光によって誘起される非線形分極と発生する高調波の位相を媒質全体にわたって一致させ、コヒーレント光の効率的な増幅を実現しなければならない。 E_0 が大きい領域ではこの位相整合条件は比較的緩和されることが知られている²⁵⁾。しかし、低次の高調波に対する試み²⁶⁾はあるものの、この条件を十分に満足させるための方法は開発されていない。高次高調波発生によるコヒーレントX線光源開発での最大の課題である。

4. X線レーザー

多くのX線レーザー研究では、レーザー核融合用に開発された大型のパルスレーザーが励起源として利用されてきた。そこでは、大出力レーザーパルスが固体ターゲット上に集光照射してできる高密度プラズマを媒質とし、プラズマ中の多価イオンと電子との衝突過程や再結合過程によってイオンの励起準位間で反転分布を生成する。

fsレーザーパルスの大きな I_0 を利用すれば、MPI、TI、BSI等の光イオン化(optical-field induced ionization: OFI)過程によって多価イオンを高効率に生成でき、必要なレーザーも比較的小型ですむ。図6にいくつかのイオンのBSIに必要な I_0 の例を示す¹⁾。TIにはこれより小さい I_0 でよい。一般にイオン価数の上昇とともに I_0 は急速に増加するから、 I_0 を制御して特定価数のイオンを選択的に生成できるであろう。

反転分布生成には、プラズマ中の電子のエネルギー分布(あるいは電子温度 T_e)を制御する必要がある。2でも述べたように、直線偏光でのTIでは自由電子の初速度が小さく、レーザーパルスの透過後に電子は低いエネルギーしかもたない。その結果、プラズマ中では高効率な(三体衝突)再結合が起こるはずである。一般に高い励起準位への再結合速度ほど大きく、大きな n_e と小さい T_e が実現できれば、上準位の自然放出寿命がそれ以下の短時間に再結合が効率よく生じ、イオンの基底準位と第一励起準位の間ですら反転分布の生成が期待できる^{27,28)}。

一方、円偏光の場合には、電子がTIを誘起する電場と垂直方向の初速度をもつため、レーザーパルスの通過後も $\sim U_p$ の運動エネルギーを保有する。その結果、 T_e は直線偏光でのそれに比べて著しく大きな値となる。実際、そのような電子分布が実験的にも確認されて

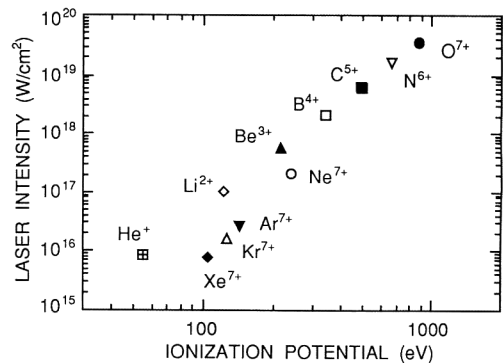


図6 いくつかのイオンのBSIに必要なレーザー強度。

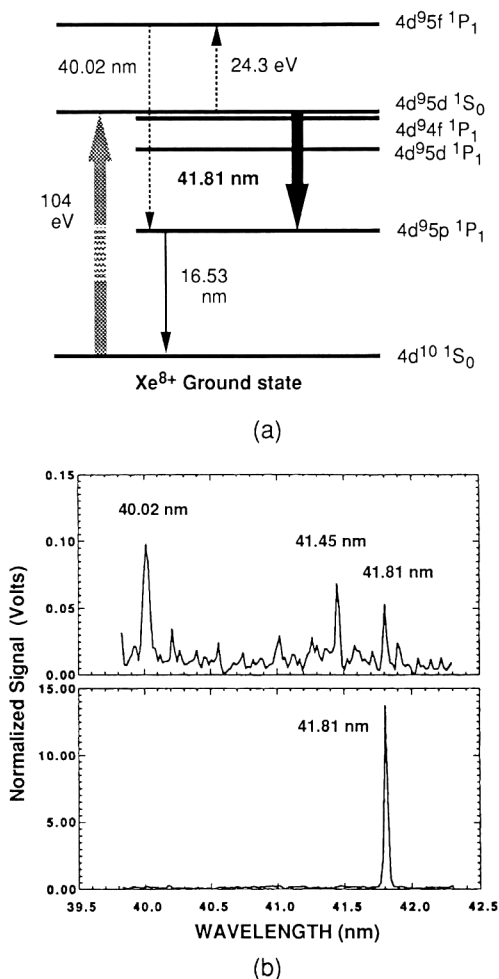


図 7 (a) レーザー遷移を含む Xe⁸⁺ のエネルギー準位，および (b) 3 Torr (上) と 12 Torr (下) の Xe を用いて観測された放出スペクトル。

いる²⁹⁾。

OFI を利用した XUV～軟 X 線レーザー利得の観測がいくつか報告されている。理研グループ³⁰⁾の実験では、まず固体 Li 上に $\Delta t \approx 20$ ns の KrF レーザーパルスを照射して Li⁺ プラズマを生成する。その後、プラズマ中の T_e が十分低下するのを待って、ns パルスと垂直方向から $\Delta t \sim 500$ fs の KrF レーザーパルス ($I_0 \sim 10^{17}$ W/cm²) を照射する。OFI で Li³⁺ が生成され、低い T_e (~ 1 eV) をもつ電子との再結合により Li²⁺ の Lyman- α 遷移 ($\lambda \approx 13.5$ nm) で反転分布が生じる。利得長積 $gl \sim 4$ が観測されている。

スタンフォード大のグループ³¹⁾は、12 Torr の Xe ガスを円偏光の Ti: sapphire レーザーパルス ($I_0 \sim 3 \times$

10^{16} W/cm²) で照射し、TI で生成した Xe⁸⁺ の $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 S_1$ 遷移 $\lambda \approx 41.8$ nm で $gl \sim 11$ を得ている。図 7 に、(a) Xe⁸⁺ のエネルギー準位と (b) 観測されたスペクトルを示す。円偏光によって $T_e \sim 550$ eV が期待でき、基底準位の Xe⁸⁺ とこの高エネルギー電子との衝突によりレーザー上準位が励起される。

OFI を利用する X 線レーザー開発にも多くの課題が存在する。上記の Xe⁸⁺ の例では、高圧の Xe を媒質とすればより大きな gl が得られそうであるが、プラズマ中でのビームの発散が顕著になり、励起効率はむしろ低下するであろう。また、衝突等の二次的な現象や逆制動輻射のために、直線偏光での TI でも期待通りの低い T_e が実現できるとは限らない。

fs レーザー技術は急速に進展しており、Ti: sapphire レーザーについてはすでに $\Delta t \sim 10$ fs の発振器とともに $P_{out} \sim 1$ TW ($\Delta t \sim 150$ fs) の CPA システムが市販されている。性能向上のための原理的な困難は少なく、近い将来、 $\Delta t \sim 10$ fs で $P_{out} \sim 10$ TW 程度の CPA 装置も広く利用に供されるものと思われる。同時に様々な応用研究が急速な広がりを見せ始めている。本稿で概説した原子・分子の多光子過程、高調波発生、X 線レーザー等のほか、高エネルギー粒子発生、高輝度硬 X 線パルス発生、相対論的自己収束、プラズマ導波路、さらには物質プロセスや化学反応制御等の研究にも関心が高まっている。高強度レーザーとその利用によって新たな科学技術が先導されることを期待したい。

文 献

- 1) 宮崎健創: レーザー研究, **23** (1995) 846.
- 2) L. Xu, C. Spielman, F. Krausz and R. Szipöcs: Opt. Lett., **21** (1996) 1259.
- 3) F. Krausz: 私信 (to be published in Nature).
- 4) N. H. Rizvi, P. M. W. French and J. R. Taylor: Opt. Lett., **17** (1992) 1605.
- 5) V. Yanovsky, Y. Pang, F. Wise and B. I. Minkov: Opt. Lett., **18** (1993) 1541.
- 6) Y. P. Tong, J. M. Sutherland, P. M. W. French, J. A. Taylor, A. V. Shestakov and B. H. T. Chai: Opt. Lett., **21** (1996) 644.
- 7) D. Strickland and G. Mourou: Opt. Commun., **56** (1985) 219.
- 8) P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot and G. Mourou: IEEE J. Quantum Electron., **24** (1988) 398.
- 9) K. Miyazaki and H. Takada: Phys. Rev. A, **52** (1995) 3007.
- 10) C. P. J. Barty, T. Guo, C. Le Banc, F. Raksi, C. R. Petrucci, J. Squier, K. R. Wilson, V. V. Yakovlev and K. Yamakawa: Opt. Lett., **21** (1996) 668.
- 11) H. Takada, M. Kakehata, K. Miyazaki and K. Torizuka: Bull. Electrotech. Lab., **60** (1996) 575.

- 12) M. D. Perry, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. Miller, J. A. Britten, R. Royd, M. Everett, S. Herman, N. Nguyen, H. T. Powell and B. B. Shore: *Technical Digest, CLEO '96* (1996) p.307.
- 13) R. R. Freeman and P. H. Bucksbaum: *J. Phys. B*, **24** (1991) 325.
- 14) L. V. Keldysh: *Sov. Phys.-JETP*, **20** (1965) 1307.
- 15) M. V. Ammosov, N. B. Delone and V. P. Krainov: *Sov. Phys.-JETP*, **64** (1986) 1191.
- 16) S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland and S. L. Chin: *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** (1991) 858.
- 17) K. Miyazaki: *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **4** (1995) 567.
- 18) K. Miyazaki, H. Sakai, G. U. Kim and H. Takada: *Phys. Rev. A*, **49** (1994) 548.
- 19) K. Miyazaki and H. Sakai: *J. Phys. B*, **25** (1992) L83; *Optoelectronics*, **8** (1993) 231.
- 20) J. L. Krause, K. J. Schafer and K. C. Kulander: *Phys. Rev. A*, **45** (1992) 4998.
- 21) P. B. Corkum: *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993) 1994.
- 22) K. J. Schafer, B. Yang, L. F. DiMauro and K. C. Kulander: *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 1599.
- 23) J. Zhou, J. Peatross, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn: *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 752.
- 24) M. Kakehata, H. Takada and K. Miyazaki: *Bull. Electrotech. Lab.*, **60** (1996) 629.
- 25) A. L'Huillier, K. J. Schafer and K. C. Kulander: *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2200.
- 26) S. Meyer, H. Eichmann, T. Menzel, S. Nolte and B. Wellegehausen: *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 3336.
- 27) N. H. Burnett and P. B. Corkum: *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 1195.
- 28) N. H. Burnett and G. D. Enright: *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (1990) 1797.
- 29) P. B. Corkum, N. H. Burnett and F. Brunel: *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 1259.
- 30) Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro and K. Toyoda: *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993) 3774.
- 31) B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. Barty and S. E. Harris: *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 1574.

(1996年10月22日受理)