

# 超短パルス超高強度レーザーによる 高エネルギーイオン発生



研究ノート

阪部周二\*

Generation of high-energy ions with ultra-intense ultra-short pulse lasers

Key Words : ultra-intense short-pulse lasers, relativistic laser plasmas, high-energy ions

## 1. はじめに

この10年間の超短パルスレーザー技術の飛躍的な進歩により、尖塔パワーの極めて高いパルスレーザーが発展してきた。パルス幅が狭いので、少ないエネルギーでも高い尖塔パワーが得られる。従来までは、レーザー核融合実験装置に代表されるような大型施設においてだけしか実現できなかったTW( $10^{12}$ W)以上のパワーをもつパルス光がテーブルサイズの装置からでも得られるようになった<sup>1,2)</sup>。図1は筆者らが開発した、短パルスTWレーザーシステムである。このようなパルス光を集光すると、 $10^{18}$ W/cm<sup>2</sup>以上の強度が実現できる。fs~psの超短パルスレーザーと物質との相互作用は、nsレーザーのそれとは異なる特徴もち、応用の一つに「フェムト秒レーザー加工」も活発に研究されている。さらに強度の高いレーザーとプラズマの相互作用は非線形・相対論的になり、その物理と応用を対象にした「高エネルギー密度科学」、「高強度場科学」といった新しい分野が拓かれつつある<sup>3,4)</sup>。超高強度レーザープラズマ相互作用により高エネルギーの高パワーパルス放射線(電子、イオン、X線)が発生する。これらの放射線を利用した核反応のいくつか(核融合反応、光核分裂、電子陽電子対生成)はすでに実証されている。将来の中性子源<sup>5)</sup>やポジトロンエミッター生

成<sup>6)</sup>への応用にも注目できる。また、レーザー工学と放射線・原子力工学を融合した新しい「レーザー核工学」の発展が期待される。本ノートでは、高エネルギーイオン発生について述べる。

## 2. 相対論的レーザープラズマ相互作用

高パワーレーザー光を集光すると高強度(パワー密度)を実現でき、強い電磁場を形成することができる。例えば、1TWのパルスを $10\mu\text{m}$ 径にまで集光すると、 $10^{18}$ W/cm<sup>2</sup>になる。真空中での光の電場の振幅 $E$ は光強度 $I$ により

$$E[\text{V/m}] = 2.7 \times 10^3 I[\text{W/cm}^2]^{1/2} \quad (1)$$

と表される。図2にはレーザー強度と電場の大きさの関係を示している。 $10^{16}$ W/cm<sup>2</sup>以上の強度は $2.7 \times 10^{11}$ V/m以上の電場になる。このような大きな電場中では電離機構も変わってくる。共鳴多光子光電

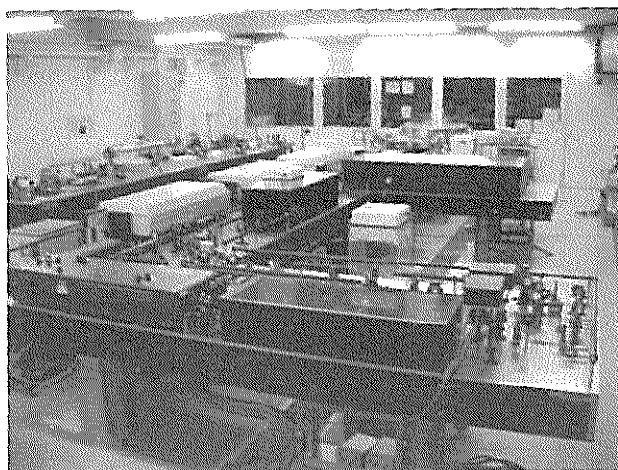
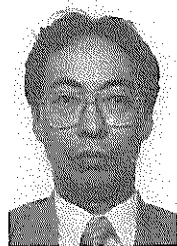


図1 筆者らが開発した短パルス高強度レーザーシステム(T<sup>6</sup>-laser)。高エネルギーイオン発生、X線発生、非線形コンプトン散乱、レーザー化学などの実験に使用している。(レーザー核融合研究センターの共同研究装置としても協力している)



\* Shuji SAKABE  
1954年9月生  
昭和55年大阪大学大学院工学研究科  
電気工学専攻修士修了  
現在、大阪大学大学院・工学研究科・  
電子情報エネルギー工学専攻、助教  
授、工学博士、レーザー工学・プラ  
ズマ理工  
TEL 06-6879-8734  
FAX 06-6877-4799  
E-Mail sakabe@ile.osaka-u.ac.jp

離, 非共鳴多光子光電離, 閾値越電離(Above-Threshold Ionization)といった機構から, Optical-Field-Ionization(OFI)になる. つまり, 原子系からみて光電場は単なる摂動の程度を越えて, 原子のポテンシャルを大きく歪め, 電子を束縛から解放する. このように束縛を離れた電子は, 電磁波によりLorentz力を受け運動するが, 光強度が大きくなると, 磁界の影響を受け電子は8の字型の非線形運動をする. ここで, レーザー強度を規格化電界振幅 $a_0$ 値で表す. つまり, 電界振幅 $E$ 下での電子の最大振動速度 $v = eE/m_0\omega_0$ と光速 $c$ の比で表され

$$a_0 = \frac{eE}{m_0c\omega} = 0.85\lambda[\mu\text{m}]I[10^{18}\text{W}/\text{cm}^2]^{1/2} \quad (2)$$

となる. ここで,  $e$ は電子電荷量,  $m_0$ は電子静止質量,  $\omega_0$ はレーザーの角周波数,  $\lambda$ はレーザーの波長である. チタンサファイアレーザー( $\lambda=800\text{nm}$ )の場合 $I=2 \times 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ が $a_0=1$ を与える.  $a_0=1$ では電界と磁界から受けるLorentz力が互いに等しくなり, 電子は単に電界により正弦的に運動するだけでなく, 光の進行方向にも運動する.  $a_0=\sqrt{2}$ 以上の強度では, 電界方向の速度は減少し, 進行方向の速度が光速に近づく. つまり,  $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ を越えると, 電子が電場により1波長の距離加速された時に得られるエネルギーは電子の静止質量(511keV)を大きく越え, 相対論的な相互作用になる. 相対論因子 $\gamma$ は $a_0$ と, つぎのように関係付けられる.

$$\gamma = \sqrt{1+a_0^2} \quad (3)$$

レーザーのプラズマ中の伝搬の様子もレーザー強度の増大に伴って変化する. まず, 非線形現象の一つのポンディロモーティブ力により, プラズマは光強度の高いところから低いところに押し出され, その結果中央部の密度がさがり, 光ビームの中央部の位相が遅れ, 光ビーム収束が生じる. また, レーザー強度の増大に伴って, 電子質量シフトの効果により, 実効的にプラズマ周波数が大きくなり, 屈折率が増す. そのため, ビーム強度の高い部分は位相が遅れ, 光ビームの自己収束が生じる. プラズマ中の光ビームは回折と自己収束とがバランスし, チャンネル状に高強度を保ちながら伝搬できる.

ポンディロモーティブ力により誘起されるもう一つ重要な現象はプラズマ波の発生と電子加速である. ポンディロモーティブ力により形成されるプラズマ波

はレーザー光の方向に伝播する航跡波となる. この場の強さは数 $10\text{GeV}/\text{m}$ 以上になり, レーザーによる電子加速機構の一つとして重要である<sup>7)</sup>.

### 3. 高エネルギーイオン発生

高強度レーザーを薄膜固体や気体中に集光照射すると, 上述のようなOFIに続きレーザー誘起航跡波加速などにより高エネルギー電子が発生する. プラズマ中で, レーザー波長より短い密度勾配スケール長があると, 電子はレーザー電場から1周期の間に, 運動エネルギー $W_{\text{osc}} = (\gamma-1)m_0c^2$ をもって逸脱する. Wilksらは短パルス高強度短パルスレーザーと固体ターゲットの相互作用のPIC(particle-in-cell)シミュレーションを行った結果, 高エネルギー電子分布をボルツマン分布 $f(E) = dn/dE \sim \exp(-E/kT_h)$  ( $k$ :ボルツマン定数)で表せ,  $kT_h$ をホット電子温度と定義すると,  $kT_h$ は $W_{\text{osc}}$ に等しいことを示した<sup>8)</sup>. そこで,

$$T_h[\text{MeV}] = 0.511 \left[ \left( 1 + \frac{1}{1.37} I [10^{18}\text{W}/\text{cm}^2] \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (4)$$

とレーザー強度に対してスケールできる.

高エネルギー電子が放出されると電荷分離が生じ, そこに残ったイオンは極めて強い電場を感じ, 加速される. あるいは, 分子やクラスターなどに照射すると, 長パルスの場合と全く異なり, 瞬時(数10fs)に高強度光場にさらされるので, 解離することなく

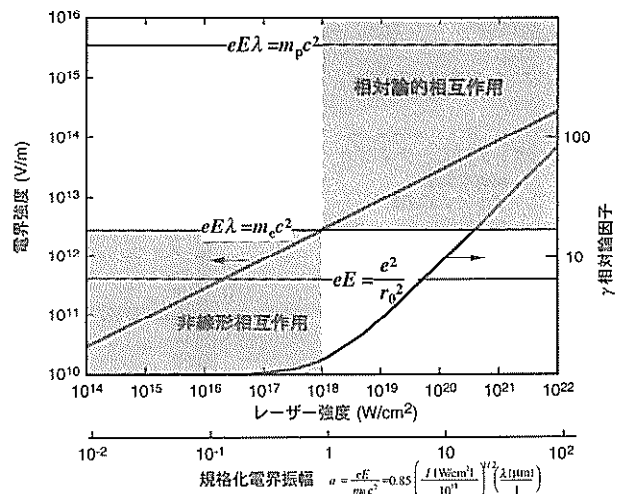


図2 レーザー強度と電磁波の電界強度の関係. 電子運動の相対論因子と規格化電界強度との関係も示す.

親分子の形をとどめたままイオンとなる。このような分子イオンはクローン爆発を起こし、大きなエネルギーを開放する。図3にこれらの概念を示す。

図3(b)は筆者らが行った薄膜照射で得られた高エネルギープロトンのスペクトルである<sup>9)</sup>。わずか100mJ以下のエネルギーで2MeV以上のプロトンが発生している。図3(a)は筆者らが行った水素クラスターのクローン爆発により発生したプロトンのエネルギー分布を示す。西原らは水素クラスターのクローン爆発の3次元PICコード計算を行った<sup>10)</sup>。3×10<sup>21</sup> W/cm<sup>2</sup>のレーザーにより300MeVを越えるエネルギーのプロトンが得られることを示したが、筆者らの実験結果も、このシミュレーション解析に用いたモデルと良く一致しており、モデルによるレーザー強度則

$$E_{\max} [\text{MeV}] = 0.26 a_0^2 \quad (5)$$

を得る事ができた。

図4は筆者の知る範囲で、主に薄膜ターゲットから得られたレーザー生成高エネルギーイオンの最大エネルギーのレーザー強度依存性をまとめたものである<sup>27-36)</sup>。従来のナノ秒レーザー生成プラズマで発生する膨張プラズマイオン<sup>37)</sup>よりも高いエネルギー

のイオンが得られている。

#### 4. む す び

超短パルス超高強度レーザーをクラスターガスに集光照射すると、瞬時にOFIにより電離した大型クラスターイオンがクローン爆発により大きなエネルギーを放出する。あるいは、薄膜ターゲットにレーザーを照射すると、電子が高エネルギーにまで加速され、電子が薄膜から離脱した時にできる静電場によりイオンが加速される。これらの機構により発生したプロトンのエネルギー分布を測定するとともに、これらの結果を説明できる理論モデルによりレーザー強度則を求めた。これにより、10<sup>20</sup> W/cm<sup>2</sup>の強度を小型レーザーで実現すれば、1-10MeVのイオン源の実用性があると考えられる。現在、筆者らは、レーザー生成放射線源の実用化を可能にするための要素として、新T<sup>3</sup>-レーザー (Table-Top-10<sup>20</sup> W/cm<sup>2</sup>) の開発を民間との共同研究を進めながら行っている。(従来のT<sup>3</sup>-レーザーはTable-Top-TW)

筆者らが期待する「レーザー核科学」<sup>11)</sup>の分野が発展するためには、放射線工学、原子力工学、レーザー工学など様々な分野の研究者の横断的な交流が

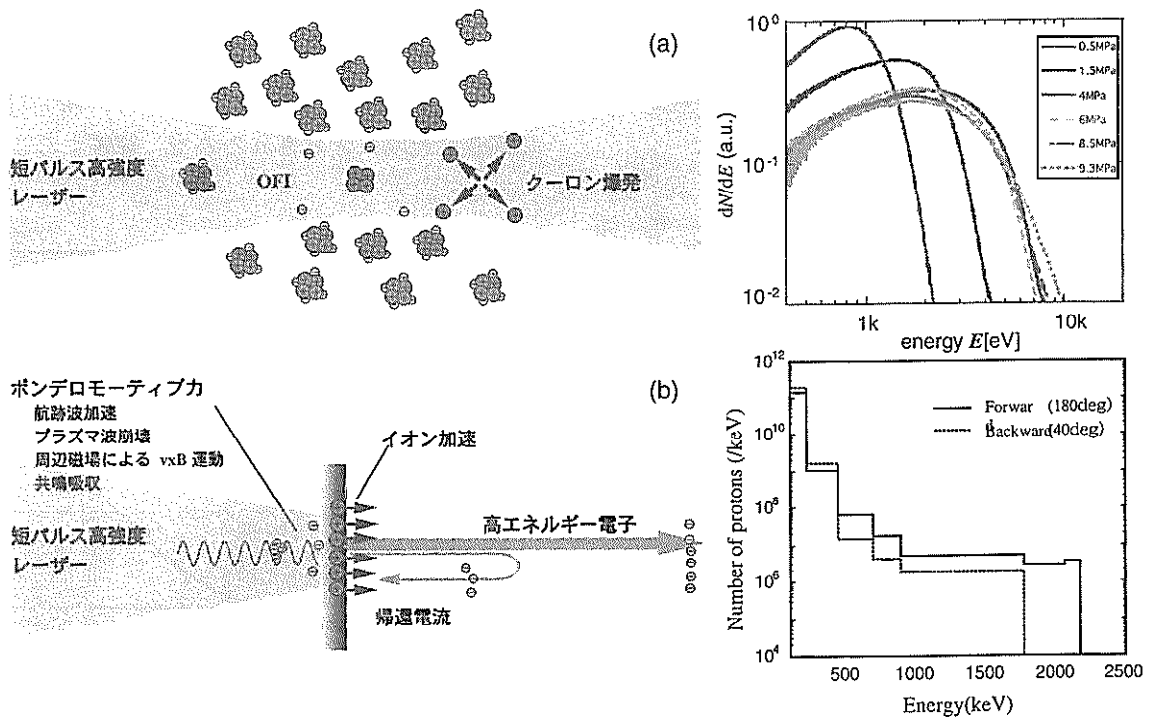


図3 高エネルギーイオン発生概念と筆者らが測定した典型的なプロトンエネルギー分布。(a)水素クラスター、(2)プラスチック薄膜ターゲット。

参 考 文 献

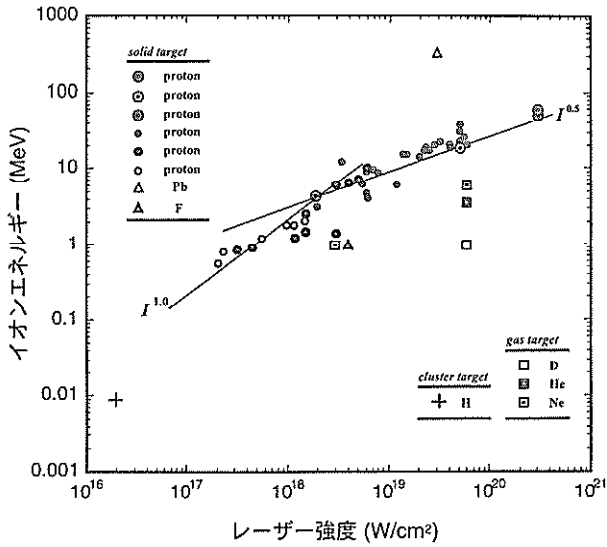


図 4 短パルスレーザー生成イオンエネルギーのレーザー強度依存性. 報告されている主な実験結果を示す.

必要であり, 皆様からの意見, 議論, 共同研究提案などをいただければ幸いです.

- 1) 阪部周二: レーザー研究, 25, 855(1997), 26, 823(1998), 25, 224(1997).
- 2) 宮崎健創: レーザー研究, 27, 319(1999).
- 3) 三間國興, 他: プラズマ・核融合学会誌, 75 [suppl.], 1(1999).
- 4) 緑川克美, 他: レーザー研究, 29, 210(2001).
- 5) Ditmire, T., et al.: *Nature*, 398, 489(1999).
- 6) Gahn, C., et al.: *Appl. Phys. Lett.*, 77, 2662 (2000).
- 7) 杉原 亮, 西田 靖, 小方厚編著, 「超小型加速器」アイシーピー, 1998.
- 8) Wilks, S. C., et al.: *Phys. Rev. Lett.*, 69, 1389(1992).
- 9) S. Okihara, et al.: *J. Nucl. Sci. Tech.*, 39, 1(2002).
- 10) Nishihara, K., et al.: *Nuclear Instrum. and Meth. in Phys. Research A*, 464, 98(2001).
- 11) 阪部周二, 他: 日本原子力学会誌, 43, 996 (2001).

