

## レーザー粒子加速, その原理と展望

北川 米喜

### Laser Particle Accelerator, Its Principle and Future

Yoneyoshi KITAGAWA

When combined with a plasma, the ultra-intense laser makes the acceleration field of one thousand times the current microwave accelerator. The fields, which need the particle accelerators, are not only the high energy physics, but also the medical, industrial and low energy material fields. In early 1990th, the laser accelerator research has started with the electron gain of 22 MeV. Recently, it produced 1 GeV mono energetic electrons from a cm-long plasma. A glass capillary has also succeeded in making the plasma length to 1 cm. The ultra high gradient of the laser accelerator will realize the TeV particle accelerator in future. Meanwhile, the laser accelerator produced radiations are going to be applied to the industries, such as the remote vision of the strange objects and the cancer therapy. Thus the fields of lasers, quantum electronics, plasma science, high energy beam physics and accelerator physics are combined newly to the laser accelerator field.

**Key words:** ultra-intense laser, laser accelerator, ponderomotive force, laser produced radiation, laser produced X-rays

レーザーができてから40年以上になる。加工, 検査, レーザーメス, CD, DVD等さまざまに利用されてきたが, 15年ほど前, 超高強度レーザーというものが出現した。普通のレーザー光でも光線を思いきり絞って, 厚さ数十センチの鉄板も切断している。切断といっても, 正確にいうと溶かして切る。この原理に従い, レーザーメス, 光動力学効果など幅広く実用に供されている。ところが, 超高強度レーザーは, 千倍から万倍の強度をもち, この強度のレーザーになると溶かすのでなく, 光の塊になって, 電子とかイオンとかの粒子を跳ね飛ばすようになる。熱溶断は働かない。最初にこれで粒子の加速器ができると言い出したのが1979年当時テキサス大教授の田島俊樹氏<sup>1)</sup>で, 実証したのが炭酸ガスレーザービート波を使った私たちだった<sup>2)</sup>。1992年, 22 MeVまで電子を加速した。

その後, チャープパルス増幅による超高強度レーザーが出現するや, レーザー加速は, それまでの $10^{14} \sim 10^{15}$ の比較的低強度の領域から, 満を持して超高強度レーザーの領

域に突入した。レーザー加速は超高強度レーザーでこそ, 本領を発揮するからである。長パルスでは, ビート波をつくってプラズマ密度に共鳴させることが効率的であったが, 超短パルスの超高強度レーザーでは, パルスの固まり1つでなんとかプラズマ波が励起でき, 加速もできることが明らかになったからである。航跡場加速(wakefield acceleration)という。これらによって, レーザー加速で達成された電子エネルギーは, 年ごとに増大し, 2002年, 高繰り返し超短パルステーブルトップレーザーで, 200 MeVまでの加速をフランスLOAのMalkaらが報告<sup>3)</sup>, 2004年には英国で単一ショットのペタワットレーザーでの350 MeVが報告された。加速勾配は, 300 GV/mという従来のRF加速器の優に3桁以上高い値が得られている。細いガラス管キャピラリーを使って, 大阪大学では再び100 MeV加速に成功し<sup>4)</sup>, 現在, バークレー研究所でも, キャピラリーの原理を用いて1 GeVを超える準単色という比較的エネルギーのそろった電子ビームを得るとこ

ろまで来ている<sup>5)</sup>。応用に向けていささかの動きもある。準単色電子ビームをウィグラー磁場に通して、シンクロトロン放射光を観測したと英国からの報告が出た<sup>6)</sup>。

放射線により、腫瘍の遺伝子を殺すなり改変りする放射線治療は今、何らかの荷電粒子加速器を用いる。この加速器を超高強度レーザーで置き換えようと試みている。

超高強度レーザーはテーブルトップレーザーともよばれるように、これが実用になればまさにテーブルに載る加速器になり、放射線治療器として、それこそ病院の1室に置く。そもそもテーブルトップになりうるのは、レーザー加速器の加速勾配が従来のマイクロ波空洞加速器の100倍から1000倍だからである。その分、加速距離が100分の1から1000分の1になるということだから、あまりに巨大化しすぎるとして建設途中で潰えてしまった超伝導超高エネルギー衝突型加速器 (super conductive super collider) の替わりと色めき立つのは当然である。現在、米国では、レーザー加速だけで1 GeV を超える電子加速が実現しているし<sup>5)</sup>、現実にはスタンフォードの空洞加速器にレーザーこそ使わないがプラズマ加速器の原理を用いて、85 cm のプラズマで42 GeV 電子の倍増追加速に成功している<sup>7)</sup>。

超巨大加速器に向かう一方、現実には加速される数十 MeV の加速粒子を使って産業応用の可能性を探ることも行われている。がんの治療には放射線が効く。放射線は、患部を全部殺すのではなく、がん組織のDNAの鎖を切るだけなので、見た目には組織にあまりダメージを与えないし、切らない分、患者の負担も軽減されるからだ。摘出できない部位のがんでもかなりの部分、放射線では治療できる。摘出できるものでも、乳房のようにとりたくない場合もある。

放射線治療は理想に近い治療法だが、それでも泣きどころはある。X線や電子線、イオン線など放射線の発生は、粒子線加速器がもとになっているのだが、それが大掛かりで高価で取り扱いが厄介なこと。もうひとつは人体の外から照射しなければならないこと。患部が皮膚近くなら何とかだが、ちょっと深いところだと、そこに至るまでに正常部分にかなりなダメージがかかる。いわゆる火傷である。放射線のなかでも重粒子線というものを使うとそれが軽減されるというので、放射線医学総合研究所がリードして、重粒子線による治療が行われはじめている。これに刺激されて、ドイツ、イタリアなどでも計画されている。

これで一方の装置巨大化問題は解決するとしても、もう一方の外部照射のほうは、これでは未解決である。所詮、加速器から出る放射線は、X線であれ、電子線であれ、

重粒子線であれ、人体の外部から照射することになる。私たちが次に挑戦したのは、細長い注射針でレーザー加速器の加速管を作ってしまうということであった。そうすれば患部に直接放射線が当てられる。直径がコンマ何ミリというなら、そのまま刺してもあまり痛くない。直接患部に照射できるなら、放射線の種類などにそれほどこだわらなくてもがん退治ができるはずである。1 cm の注射針、キャピラリーでの電子の加速に世界でもはじめて成功した<sup>4,8)</sup>。径は0.2 mm。実際に人体に挿入することを考えると、10 cm ほどの長さがあればよい。

放射線でDNAを制御してメリットがあるのは、がんだけではない。放射線育種は、食料増産に最適の手段を与えてくれる。人為的に放射線照射量を制御して、自然界で起こる突然変異の確率を飛躍的に高めることが実証されている。重粒子線育種は、なかでも電荷が大きい分、DNA殺傷効果、つまり突然変異誘発効果が絶大である<sup>9)</sup>。ただ放射線の発生は、現状は大掛かりで高価で取り扱いが厄介である。どこでも品種改良ができるものではない。事情は、前者と変わらない。

超高強度レーザーで作られる放射線、量子ビームの特徴は、

1. 非常に狭いスポットから発生すること
2. 非常に短い時間幅、フェムト秒の時間に出ることに集約される。この後者の特徴を使うと、ごくわずかの線量でも、DNA殺傷効果があることが判明しつつある。さらには、空港、港湾等、非破壊検査の現場など、環境に悪影響を与えることなく、自然放射線レベルの線量で不審物検査が行えることも判明した。

レーザー粒子線どころか、X線、ガンマ線も含め、レーザーによる放射線はまだ医療に供されているわけではない。現在は、レーザーで電子線、イオン線、X線を含む放射線が得られ、それを放射源として実用に供するための方策を練りつつあるところである。レーザー加速による電子線、イオン線、X線の発生の現状、非破壊検査への応用、微生物照射などレーザー放射線の産業としての可能性について報告する<sup>10)</sup>。

## 1. レーザー加速の原理

レーザーは超高強度レーザーを考える。現在レーザーメスやレーザー加工機で使われるCO<sub>2</sub>レーザーやYAGレーザーは、確かに強力な光パルスが発生するが、いわゆる加速器とよばれるほどに高エネルギーまで加速するにはパワーが足りない。パルス当たりの光エネルギーは同じでも、それだと、物質のマイクロには表面近くの分子、原子結

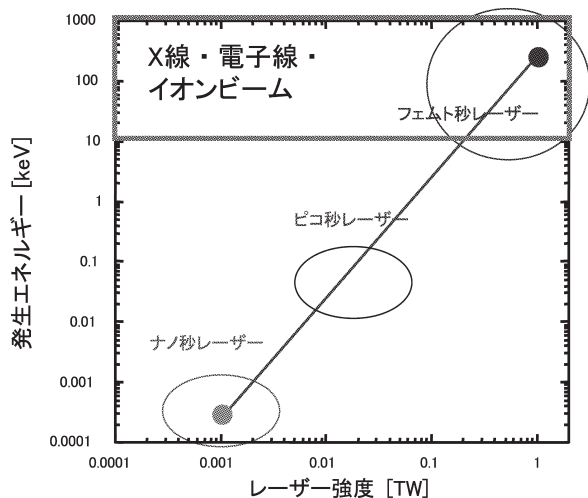


図1 レーザー強度 (パルスエネルギー/パルス幅) に対する発生電子線の電子当たりエネルギー。レーザー加速器は、超高強度レーザーとよばれるフェムト秒レーザーでないといけない。

合を切断し、結果的に物資を溶かしたり焼き切ったりはできるが、粒子の得るエネルギーはたかだか 100 eV である。物質深部まで切れるとしても、熱溶解でじわじわ切れていっているのである。がん治療のための放射線を得るのに、加速粒子は、100 keV から MeV, あるいは GeV, TeV までのものが必要である。

そのためには、超高強度レーザーというのは、上の YAG レーザーなどのパルス幅を 10 万分の 1 に縮める。すると、エネルギーはさほど小さくとも、むしろ小さくとも、非常に短時間に集中されて、極端な強度 (パワー) が生まれる。図 1 は、実験的に得られたレーザー強度 (パワー) に対する放射線のエネルギーの目安である。keV から MeV の放射線を発生するには、ナノ秒やピコ秒パルスのレーザーでは、パワーが足りない。フェムト秒パルスのレーザーのパワーが必要なのである。時間的に短だけでなく空間的にも波長の数倍程度のところまで絞り込むので、まさに光の塊となる。レーザーパルスの塊をプラズマに投げ込むと、電子は跳ね飛ばされる。イオンはその瞬間にはほとんど動かないが、電子が跳ね飛ばされた後、その抜けたクーロン力でイオンが引っ張られて、結果的にイオンも加速される。この光の塊は、荷電粒子を蹴り飛ばすパンチ力でポンデロモータイプ力 (動重力) とよぶ。

今、波長  $\lambda$  のレーザーの集光強度を単位面積、単位時間当たりの量  $I$  [W/cm<sup>2</sup>] で表すと、波長  $\lambda$  [ $\mu$ m]] のレーザーのポンデロモータイプ力によって電子の受ける運動エネルギーは<sup>8)</sup>,

$$(\gamma - 1) m_e c^2 = (\sqrt{1 + I \lambda^2 / 1.37 \times 10^{18}} - 1) m_e c^2 \quad (1)$$

と表される。 $\gamma m_e c^2$  が電子の全エネルギーであり、 $\gamma \equiv 1/\sqrt{1 - v_e/c}$  は速度  $v_e$  の電子に対するローレンツファクターとよばれる。 $m_e$  は電子の質量、 $c$  は光速である。波長  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  なら強度  $I = 1.37 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 前後で、電子の運動エネルギーは静止エネルギー  $m_e c^2 (= 511 \text{ keV})$  にほぼ等しくなる。ポンデロモータイプ力は、それを生み出すポテンシャル  $\Phi_L$  で、次のように表される：

$$\begin{aligned} \Phi_L &= \frac{e}{4m_e \omega_1 \omega_2} (\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_2(\mathbf{r})) \\ &= \frac{m_e c^2}{e} \left( \frac{e A_1}{2m_e c^2} \right) \cdot \left( \frac{e A_2}{2m_e c^2} \right) \\ &= \frac{m_e c^2}{e} \left( \frac{a_1}{2} \right) \cdot \left( \frac{a_2}{2} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、添字 1, 2 は、2 つのレーザーを用いた場合で、もちろん同じレーザーでもよい。 $\omega_1, \omega_2$  はそれぞれレーザーの角周波数、 $E_1, E_2$  はそれぞれレーザーの電場強度である。 $A_1 = cE_1/\omega_1, A_2 = cE_2/\omega_2$  は電場強度をベクトルポテンシャルに書き換えたもの、 $a_1 = eA_1/m_e c^2, a_2 = eA_2/m_e c^2$  はさらにベクトルポテンシャルを無次元にしたものである。1 つのレーザーの場合は、 $a_1 = a_2 = a_0$  とする。よって  $\Phi_L$  は  $a_0$  を介してレーザー強度  $I$  に比例する。

$$a_0^2 = I \lambda^2 / 1.37 \times 10^{18} \quad (3)$$

だからである。電場の 2 乗に比例するということは、1 次の線形現象ではなく、高次現象ということである。つまり、パルス幅の長いナノ秒のレーザー等ではほとんど効かない効果である。図 1 は、フェムト秒の超高強度レーザーではじめて、実用性が出て来た現象であることを示している。

さて、添字 1, 2 の異なる別々のレーザーの場合は、周波数差のうなり (ビート) が生じる。その振幅変調の時間幅は、レーザーパルスの幅よりはるかに短くなる。この振幅変調のポンデロモータイプ力を積極的に利用するのが、ビート波加速とよばれるものである<sup>1,2)</sup>。

このようにレーザーのポンデロモータイプ力がレーザー粒子加速の基本パラメーターなのであるが、ただこれだけで、電子やイオンは高々数 MeV までしか加速されない。

そこで、ポンデロモータイプ力が光速で飛んで行く、すなわち光速の進行波加速であるということを使うことを考える<sup>1)</sup>。すると、電子の場合だと電子の相対論効果とレーザーの相対論効果が二重に効いてきて、2006 年に GeV 領域まで加速できている<sup>5)</sup>。

### 1.1 相対論プラズマ波による電子加速

プラズマを加速媒質とし、超短パルスのレーザー光をプラズマに突っ込めば、縦波のプラズマ波が簡単に励起される。しかも、位相速度が光速近くまでとれる。

レーザーパルスの塊をプラズマに投げ込むと、電子は跳ねとばされる。イオンはその瞬間にはほとんど動かないので、電子だけを考える。密度ゆらぎ  $\delta n$  はレーザーによるポンドロモティブ (ponderomotive) ポテンシャル  $\Phi_L$  から、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right)\delta n = \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{e} \nabla^2 \Phi_L \quad (4)$$

で与えられる<sup>8)</sup>。  $\omega_p$  は、プラズマ密度  $n_0$  のときに  $(n_0 e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$  と定義されるプラズマ周波数である。  $\epsilon_0$  は真空の誘電率で、荷電  $e$  を周波数に結びつける次元変換を果たす。式 (4) は、プラズマ波がレーザーパルスで強制励起できることを示している。

右辺のポンドロモティブ力は、式 (2) で表される。添字 1, 2 は先に述べたように別のレーザー光でも、同じレーザー光でもよい。振幅の積の空間変位のみが効き、前者ならビート波<sup>1,2,11)</sup>、差周波数にしたがって、振幅変調をもっている。いわゆる“うなり”である。後者なら航跡場 (wakefield)<sup>12-14)</sup> :

$$\Phi_L = \frac{m_e c^2}{e} \left(\frac{a_0}{2}\right)^2 \quad (5)$$

を表す。航跡場のときは、共鳴波長ぐらいの超短パルスとか、ラマン変調とか、何らかの空間変調を与える必要がある。

簡単な航跡場というのを見るのに、プラズマ波長と同じパルス幅のレーザーをプラズマに注入すると、その後方にプラズマ波が航跡波として立つ。レーザーパルスのプラズマ中の伝搬は、その角周波数  $\omega_0$  と波数  $k_0$  の間に、分散関係

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 + c^2 k_0^2 \quad (6)$$

が成り立ち、有限の波数  $k_0$  をもって伝搬する。パルスの速度は群速度 (group velocity) で定義され、式 (6) を波数  $k_0$  で微分すれば得られる。わずかに光速より小さいが、ほとんど光速で進む。後ろに立つ航跡波はレーザーパルスが進むのに同期しているから、位相速度  $v_\phi = \omega_0 / k_0$  は、レーザーの群速度と同じとしてよい。これもほとんど光速で進むのがミソである。いま、

$$\frac{\omega_0}{\omega_p} = \gamma_\phi \quad (7)$$

とおくと、航跡波の位相速度  $\beta_\phi c$  に対して、

$$\beta_\phi = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_\phi^2}} \quad (8)$$

と見やすい関係が得られる。

#### 1.1.1 周波数領域干渉法による航跡場の波形観測

共鳴航跡場としてのプラズマ波が立つ様子は、ミリラジアン位の相シフトが評価できる巧妙なプローブレーザー光干渉法 (周波数領域干渉法) で検証されている<sup>12-14)</sup>。以前は、航跡場を計測するのに、数ナノ秒のルビーレーザーや、YAG レーザーでの集団トムソン散乱法というのが強力武器であった。チャープパルス増幅法 (CPA) による超高強度レーザーというものが実用になった途端に、レーザー加速が年とともに指数函数的に成長し出すのであるが、そのフェムト秒の世界にはもうナノ秒の武器は役に立たない。

ここで登場したのが、周波数領域干渉法 (frequency domain interferometry) というわが国で 1992 年に開発された武器である。1996 から 2000 年にかけて、米仏日で相次いで航跡場の観測がなされて、このときのインプレッションは強烈であった。CPA というのを逆手にとって、数十 fs のダブルパルスを時間をずらせて後のパルスを航跡場に通し、分光器のなかで空間的に広げて干渉させる。ただ、まず一点、次にちょっと時間をずらせてまた一点という一見まどろっこしいものであった。

つい最近、大振幅で相対論的に歪む波形までスナップショットで観測するところまで来た<sup>15)</sup>。周波数領域干渉法でも最初から時間的に 1 ps まで広げておくのである。チャープパルスだから、パルスの中で、時間とともに周波数が線形に増加していることを自在に使う。これがミソで、単純に 1 ps の単一周波数パルスで 30 fs の波長の航跡場が見えるはずがない。波長以下の分解能で、周波数の順に異なるレーザーパルス列が順々に対応する参照光と干渉するのである。それが、このスナップショット (図 2) である。この波は実は光速の 0.9994 倍、わずか 1 万分の 6 だけ小さい速度で、左から右へ 1 ps 足らずで通り過ぎてゆくので、常識的に見えない。(a) のシミュレーションは普通、光速の系に乗ってみるので、あたかもこのように見える。

次のパラグラフにあるように、レーザーの電場が極端に大きくなると、周囲の電子の質量が増え、プラズマ周波数が低くなり、波面が馬蹄形に歪んでゆく。それがきれいに見え、その馬蹄形の曲率半径から航跡場の強さが評価できる。もちろん、干渉法そのものからも強度は評価できないことはないが、航跡場ポテンシャル振幅強度  $eA / m_e c^2 = 0.33 \pm 0.04$  と 90% の精度で評価できる。

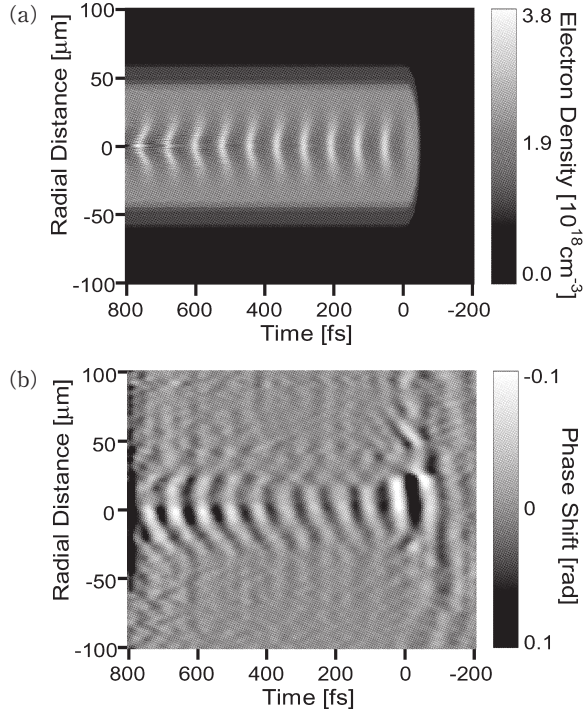


図2 (a) 二次元数値計算, (b) 大強度のレーザーで励起した航跡場で波面が湾曲。(文献 15, 16 より転載)

### 1.1.2 加速利得

荷電粒子の加速利得はプラズマ波の振幅が大きいほどよい。しかし、プラズマ波は電子の粗密波だから、変調度 100% が最大でそれ以上は行かないはずである。それを波の破壊限界 (wave breaking limit) という。  $\delta n = n_0$  としたときの電場

$$E_{wb} = -\nabla\Phi = \frac{mC\omega_p}{e} = 30\sqrt{\frac{n_0}{10^{17}\text{cm}^{-3}}} [\text{GV/m}] \quad (9)$$

と与えられる。

超強度レーザーの強度を極端に増大させると、レーザーパルスの直後の一波長は立っても、後続の波は却って崩れてしまう。したがって、レーザーパルスの後に泡がついてそのなかに電子が捕捉されていく、という構図が得られる<sup>17)</sup>。加速電場が 1 つだけなので、結果的にエネルギー幅の比較的小さな、いわゆる単色電子ビームが得られる<sup>18)</sup>。これを 3 cm の長さのキャピラリー放電管のなかで加速して、先に述べた 1 GeV の単色電子ビームとなる<sup>5)</sup>。

プラズマ波は、ほぼ光速に近い位相速度で進むので、最初にその程度の速度をもつ粒子だけが波に乗ることができて、加速される。それが静止した電極間で加速するのと決定的に違うところで、巨大なエネルギーまで加速できる。

プラズマ波の位相速度が相対論的であること、加速粒子の速度も相対論的であること、この二重効果が非常な加速のうまみとなる。ただ、それでどうしても捕捉できる最小エネルギーがあり、電子の加速には向いても重たいイオンの加速には難しいところが出てくる。

ともかく捕捉限界を  $W_-$  で表し、いったん捕捉されて加速される最大エネルギーを  $W_+$  で表す。プラズマ波に捕捉された電子のエネルギー利得は、位相速度が光速に近く、かつ大振幅のプラズマ波では、計算結果を省略して<sup>8)</sup>,

$$W_+ \simeq 2\gamma_\phi^2 \epsilon \quad (10)$$

$$W_- \simeq 1 \quad (11)$$

なので、運動エネルギーゼロの電子も捕捉され、最大で式 (10) まで加速される。波長 800 nm のレーザーを  $10^{16}\text{cm}^{-3}$  のプラズマに照射すると、 $\gamma_\phi = 10^4$  なので、 $W_+ \simeq 100\text{TeV}$  が得られることになる。ただし、次に述べるように、加速距離つまりプラズマ長は 20 m となってしまう。加速距離  $L_d$  は、エネルギー利得を加速勾配で割って

$$L_d = \frac{W_+}{k_0\phi} \simeq \frac{\gamma_\phi^2\lambda_0}{\pi} \sqrt{1+a_0^2} \quad (12)$$

と与えられる。 $L_d$  は、離調距離 (dephasing distance) である。

$L_d$  の間、加速されれば最大エネルギー  $W_+$  が得られるが、そこにたどり着くまでに終わってしまうことが多い<sup>8)</sup>。レーザーの特質として、ビームは進行するにしたがって自然と発散する。それを回折というが、その回折広がり効いてくると、レーザーの単位断面積当たりの強度が下がってくる。その低下がギリギリ許される進行距離を、回折長またはレイリー (Rayleigh) 長という。

$$L_R = \pi r_s^2 / \lambda_0 \quad (13)$$

と表す。 $r_s$  はレーザーのスポット径である。目下、これをクリアするのが課題で、その候補がキャピラリー (capillary) プラズマガイドである。

キャピラリーが大阪大学を含め、盛んに研究されている<sup>4,5)</sup>。外に向かうほどプラズマ密度が高い負の勾配のなかで、レイリー長をはるかに超えてレーザー光が拡散せずに強度を保ったまま伝搬できるため、離調距離いっぱいまで粒子はエネルギーを受け取る。図 3 に長さ 1 mm のコーンガイド付き 10 mm ガラスキャピラリーの写真 (a) を示す。キャピラリーではじめて電子加速が実証された実験である。(b) はキャピラリー中のプラズマ像である。左の明るいところは金コーンノズルからの発光が漏れている。(c) のように、キャピラリー長が 10 mm で 100 MeV の電

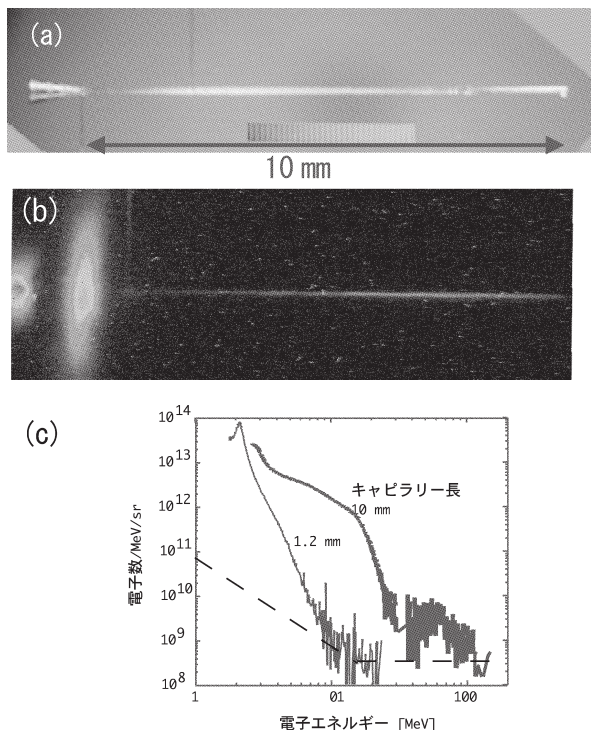


図3 (a) 100 MeV の電子加速に成功したガラスキャピラリー。レーザーは左の金ノズルより照射，電子は右から出射する。(b) キャピラリー中のプラズマ像。左の明るいところは金コーンノズルの発光。(c) 加速電子ビームのエネルギースペクトル。キャピラリー長が 1.2 mm と 10 mm の場合を比較した。破線は検出限界を示す<sup>4,8)</sup>。

子がはじめて観測された。はじめて電子加速を観測したキャピラリーである。

### 1.1.3 X線放射

レーザーで電子を加速するときは、たいてい X 線を伴う。レーザー放射線としての X 線は、加速電子ビームのターゲット物質の原子核とのクーロン力による制動放射がもつばらで、そのエネルギースペクトルは、上限は電子ビームのエネルギー、下限は、ゼロエネルギーまで大体様に分布する<sup>19)</sup>。全エネルギー  $E_0$  の電子が原子番号  $Z$  の物質で制動を受けて、放出する光の振動数分布は

$$\bar{\phi} = \frac{Z^2}{137} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \quad (14)$$

を基本単位として、

$$\Phi(E_0, k) dk = \bar{\phi} \frac{dk}{k} 4\phi(E_0, k) \quad (15)$$

と近似できる。ここで、 $k = \hbar\nu$  で、 $\phi(E_0, k)$  は入射電子エネルギーの大小で決まる値 1~5 である。制動放射は、発生電子が固体に衝突するところから発生するので、ターゲットそのものからも、容器の壁からも出る。

## 1.2 イオン加速

前節で述べてきたプラズマ波加速法は、原理的にイオンでも電子でも使える。レーザーイオン加速法(図4)も、マイクロ波加速器と同じである。イオンは重くて、相対論的プラズマに乗りにくいということで、レーザーのポンデロモータティブ力で加速するのがもつばらである<sup>20)</sup>。プラズマ波に捕捉して加速するのではなく、厚さ数ミクロンから数十ミクロンの固体薄膜に直接超高強度レーザーを照射して、その前面、後面から出てくる高エネルギーイオンを利用する試みがある。最も簡単に出てくるのが薄膜壁に付着した水分からのプロトンで、照射面(前面)からも、後面からも発生する。前面からのものは、レーザーのポンデロモータティブ力によるもので、数 MeV 以下が多い。後面からは、前面から突き抜けた高速電子が真空中に飛び出して仮想陰極を形成し、それに引っ張られて加速される機構が主要と考えられる。したがって、そのエネルギーは高速電子の温度と電流束で決まる。式(1)の電子の利得が、そのまま核子当たりのイオン加速エネルギーとなる<sup>21)</sup>：

$$E_{\text{ion}} = (\sqrt{1 + I\lambda^2/1.37 \times 10^{18}} - 1) m_e c^2 \quad (16)$$

これに荷電数を掛けると、そのイオンビームのエネルギーが得られる。また、その比例則が得られている<sup>22)</sup>。

エネルギーはそれほど高くはならないかもしれないが、パルス幅が制御でき、指向性もよく、従来型加速器のイオン源<sup>23)</sup>として実用化がすぐにも期待できる。

超高強度レーザーは、

- 光のエネルギーを極小点に集めて、巨大なホットスポットができること

- 極短時間にエネルギー注入を限定できること

の2点から、エネルギー分野で環境に優しい活躍が期待できる。よけいなところ、よけいな時間に無駄にエネルギーを垂れ流す必要がなくなり、わずかなエネルギーが効率よく利用できる。

生体は防御反応があり、長時間照射では、照射効果を緩和する方向に水分の移動がある。その移動時間より短い数  $\mu\text{s}$  に照射が終わってしまえば、ほんのわずかなエネルギーで最大効果が得られる。

光に限って言えば、必要なスペクトルだけ利用し、必要でないスペクトル成分は最初から発生しないようにすれば、効率のよいエネルギー変換装置になる。環境に熱エネルギーとして無駄に垂れ流すことがないからである。

超短パルスで超高強度のレーザーを固体薄膜に照射することで、数 MeV から数十 MeV の水素、炭素イオンビームを生成しうることが明らかとなった。

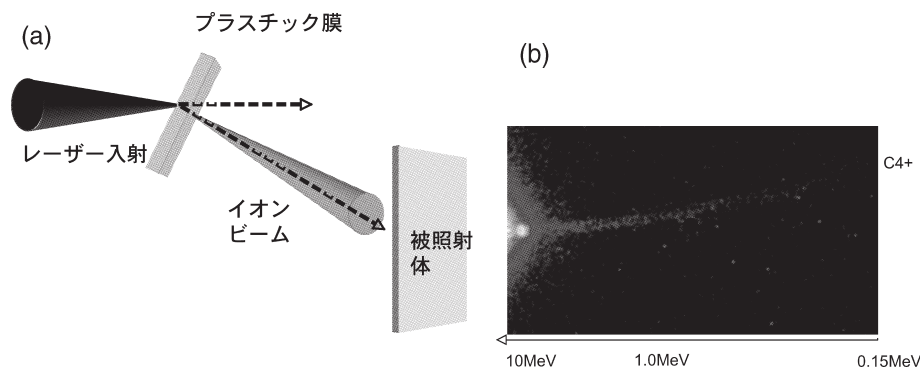


図4 (a) レーザーによるイオン加速の典型。(b) 被照射体(ポリエチレン)からの炭素イオンビームをトムソンパラボラで分解したもの。イメージングプレート(Fuji IP film)上のエネルギースペクトル。30  $\mu\text{m}$ 厚ポリエチレンフィルムに2.4 TW レーザーを照射して得られた。C<sup>4+</sup>の最大エネルギーは8 MeV。

表1 イオンビームの現状。

研究機関	レーザー強度	ビームエネルギー	電 流
大阪大学/光産業創成大学院大学 <sup>24)</sup>	30 TW	陽子 9 MeV	0.3 nC
同 上	140 TW	陽子 > 3 MeV	1 nC
日本原子力研究開発機構	16 TW	陽子 2.2 MeV	1 nC
広島大学	1~2 TW	陽子 1 MeV	10 <sup>9</sup> /MeV/str/shot
電力中央研究所/原子力機構	20 TW	陽子 3.8 MeV	1 nC
京都大学	2.3 TW	陽子 0.65 MeV	10 <sup>9</sup> /MeV/str/shot
静岡県 CREATE of JST <sup>25)</sup>	2.4 TW	C <sup>4+</sup> 5 MeV	10 <sup>6</sup> /MeV/str/shot

表2 電子ビームの現状。

研究機関	レーザー強度	ビームエネルギー	電 流
東京大学	11 TW	12 MeV 単色	50 pC
同 上	12 TW	60 MeV	1.2 nC
大阪大学/光産業創成大学院大学	140 TW	800 MeV	19 nC
日本原子力研究開発機構	3 TW	20 MeV	0.8 pC
電力中央研究所	0.8 TW	0.7 MeV 単色	50 pC
産業技術総合研究所	9 TW	38~70 MeV 単色 <sup>†</sup>	10~70 pC

<sup>†</sup> 単色に近いエネルギーのビームが得られたことを示す。

### 1.2.1 炭素イオンビーム

炭素ビームは核子数が12で、同じエネルギーでは飛程が2桁小さくなり、非効率に見えるが、ビームの飛行コア周囲数十 $\mu\text{m}$ にわたってペナンプラとよばれる電離、励起部を形成するので、DNAに与える影響(生物効果)が大きい。

さらに、炭素ビームは、軽イオンに比べ、非常に鋭いブラッグピークを有するので深さ方向のエネルギー集中度の点からは、他の追従を許さない。この項での評価は、人体でもほとんど同じであり、そのまま医療の評価につながる。

### 1.2.2 わが国のレーザー加速生成ビーム

わが国でのレーザー加速イオンビームの現状を表1にまとめ、同じく電子ビームの現状を表2にまとめる。

## 2. レーザー加速放射線の応用

### 2.1 遠隔透視非破壊検査

放射線は、医療分野では、単純透視撮像装置、CT撮像装置として、工業分野ではX線透視検査装置として、セキュリティ分野では、空港等での手荷物検査装置、港湾におけるコンテナ透視検査装置として不可欠な技術である。ただ、ほとんどは透過型で、その適用範囲、得られる情報量には制限がある。

一方、米国同時多発テロを契機に、国内および国際的な輸送・物流や大型集客施設において、不審物を非接触で遠隔から透視する技術への要望が高まっている。非接触、遠隔、一方向からのアクセスでの遠隔透視技術は、セキュリティ分野に限らず、人の接近が困難な橋梁、橋脚等大型構造物の遠隔透視検査等でも広範な応用の可能性をもつ技

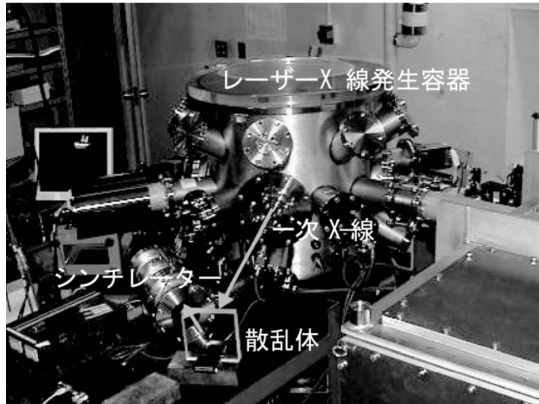


図5 後方散乱透視実験装置概観。1.2 TW テーブルトップレーザー加速器。波長発振超短パルスレーザー。1 MeV 電子ビーム、8 MeV C<sup>4+</sup> ビーム、100 keV X 線ビームが得られる。

術である。そのためには、X 線源と検出器が対象に対して同じ側にあること、つまり後方散乱計測が必須である。ところが、一般の環境では自然放射線が後方散乱 X 線信号に対するノイズとなり、微弱な後方散乱遠隔透視の実現を妨げる。もし、短パルス高輝度 X 線を用い、X 線検出を X 線パルス幅の間だけ同期計測すれば、後方散乱 X 線信号と自然放射線信号の比は大幅に改善されることが期待される。パルス幅 1  $\mu$ s の X 線源を用い、X 線パルスタイミングに合わせて 1  $\mu$ s の間だけ X 線検出すれば、この間に計測される自然放射線カウント数は、直径 2 m の大型検出器を用いても、平均して 1 カウント以下となり、数十～数百カウント/パルスの微弱後方散乱 X 線であっても計測しうる。その最初の試みを、超短パルスレーザーを用

いて次節のように行った<sup>26,27)</sup>。

## 2.2 後方散乱 X 線遠隔透視と極短パルス X 線源

後方散乱透視実験配置を図5に示す。極短パルス X 線源として、1.2 TW テーブルトップレーザー粒子加速器を用いた。放医研事業のもとに、光産業創成大学院大学で開発し、稼働中の 2 波長発振超短パルスレーザーである。1 MeV 電子ビーム、8 MeV C<sup>4+</sup> ビーム、100 keV X 線ビームが得られている。パルス 200 fs、エネルギー 62 mJ/pulse、集光強度  $1.9 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>、繰り返し条件 10 Hz を用い、レーザー照射ターゲットとして  $t=0.5$  mm アルミニウム板を用い、放射線発生を行った。

鉛板、アクリル板を横に並べた物を散乱体として、物質境界での後方散乱 X 線量の変化を測定し、後方散乱 X 線を用いた透視像撮像における境界部の画像コントラスト、境界部の分解能に関して評価を行った。一次 X 線ビーム幅 5 mm の短冊ビームとし、これを試験散乱体に照射して、後方散乱 X 線の測定を行った。図6は模擬散乱体からの後方散乱 X 線で、鉛、アクリル、鉛の境界が明瞭に観測され、超短パルスレーザーを用いれば、後方遠隔透視が可能ながん治療への試み—黒麹菌の照射

## 2.3 レーザー加速放射線によるがん治療への試み—黒麹菌の照射

序章で述べたごとく、最終目標をがん治療に置くと、その原理は DNA 照射による遺伝子改変に尽きる<sup>9)</sup>。放射線による突然変異は、大部分遺伝子の不活性化により生じるものとされる。照射された電子、X 線は DNA 周辺の水を分解して遊離基を生成し、それが間接的に DNA 鎖を断

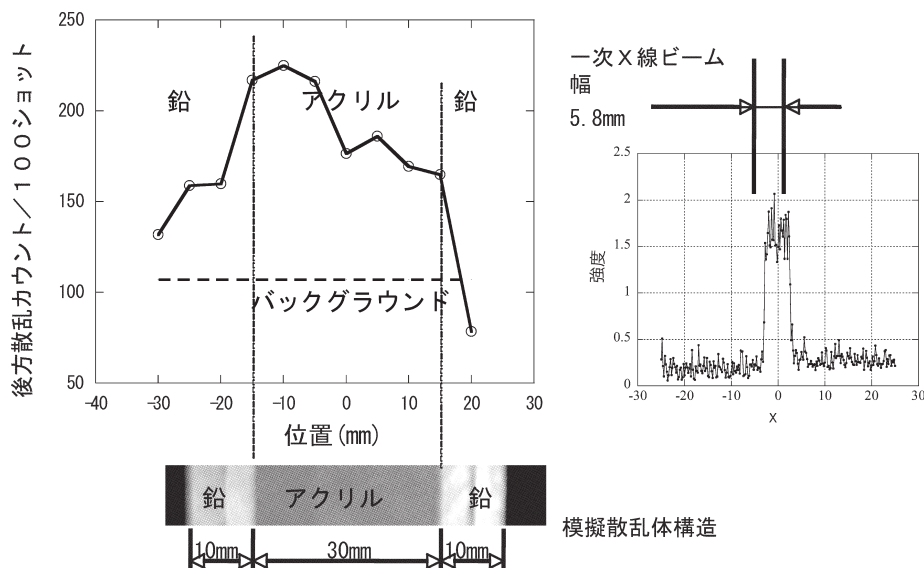


図6 複合散乱体を用いた後方散乱 X 線による撮像基礎試験。後方散乱は、散乱体の原子番号が低いほうが大きいことを利用する。



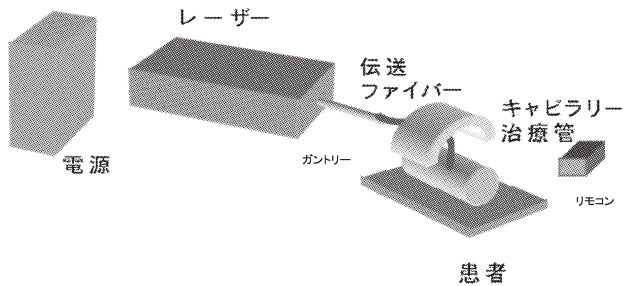


図7 レーザーがん治療システムのアイデア。

つ。イオンの場合は、遊離基をはるかに大きな範囲にわたって生成するだけでなく、DNA鎖を直接にも切る。しかも、そのとき二重鎖をいっぺんに切断するのである。それが効率のよい遺伝子不活性化である。突然変異遺伝子は、正常な遺伝子に対して劣性に、しかも安定的に遺伝する。イオンビーム遺伝子改変は、既存の加速器による研究が数年前から行われており、後に述べるように機械的遺伝子組み換えに比して、1万倍近く効率がよい。水稻のレイメイ、大豆のライデン、ライコウ、黒斑病に抵抗性を示す梨「ゴールド二十世紀」や「オサゴールド」、新水を改良した「寿新水」等である。イオンビームは、高い線エネルギー付与をもち、ガンマ線やエックス線に比べて、局所的な領域に大きなエネルギーを付与するからである。

照射範囲、照射エネルギーが小さい特徴を生かした利用法として、花粉照射および微生物照射が挙げられる。図5の装置で黒麹菌 *Aspergillus awamori* への照射を始めている。X線のエネルギー範囲は数十から数百 keV で、従来の高電圧加速管による cw X線発生装置を用いて、その照射強度を校正すると、1 mGy/shot または 10 mGy/s である。現在のところ、超高強度レーザーをアルミ板に集光し、X線を発生させ、それを黒麹菌胞子に照射した。そのDNA照射効果をはじめて調べた。従来型の照射強度より2桁以上低い10 Gyの照射強度で、生存率が4桁減少した。また、照射強度の弱い10 mGy程度のところでは、発芽数がコントロール（無照射胞子）より1桁増大した。これは従来いわれている放射線ホルメシス効果よりはるかに高い値である。これらの結果は、がん治療への新しい一歩と期待される。しかし、この装置は、あくまでも環境の整った実験室で稼働する装置であり、価格、環境、操作性、コンパクトさ、可搬性などから、実際の照射現場での装置にまだまだ改良が必要である。

## 2.4 粒子線治療とレーザー加速粒子線治療の可能性

がん治療は、患部を切除しなくとも、がんの遺伝子のDNAのチェーンを切断するだけでよい。だから、脳や骨盤等、切除できないがん患部をいかに治療するか、また、

あまりに深部であるため、切除が患部以外の周囲に及ぼす影響がはなはだしいとか、たとえ切除のいらない外部照射治療でもあまりに患部以外の浸潤が大きすぎるなど、がある。

そんなときこそ、コンパクトなイオンビーム治療器がよい。次世代は、レーザーを用いてはるかに小型のがん治療器ができる。そのアイデアが図7で、その先端には、図3のキャピラリー加速管が最適と考えている。

レーザーがん治療は、従来の放射線治療器のコンパクト化だけにとどまるものではない。キャピラリー加速管を用いることにより、以下のことも可能となる：

1. 非切開治療
2. 無痛治療（無痛注射と同じ原理の細管）
3. 低侵襲（まわりに影響なし、副作用なし）
4. 放射線取り扱い容易（on-offのみ）
5. 安価（大型加速器に比べて）
6. どここの病院でも設置可能

レーザーは21世紀の社会を支えるキーテクノロジー、科学技術の最先端で不可欠なスーパースターである。医療健康から地球環境保全に至るまで、レーザーは、手軽さが相俟って強力な産業手段となりうる。

そのなかでも、レーザー粒子加速は、安価でコンパクトな電子ビームとイオンビームを作り出す。イオンビームはDNAの鎖を切るのにこれ以上の物はなく、それゆえ重粒子線によるがん治療は効果が高いことで知られるが、現行のシンクロトロン建設には1台200億円という莫大なコストがかかる。これをレーザーイオンビームに置き換えると、金額は50～100分の1になる。がん治療に必要なものは小型粒子線加速器といえる。

まず農業応用（放射線育種）、次に医療応用の戦略が実現の確実な道である。それによってレーザー装置の需要を広げ、現在の数億円かかるレーザー装置が数千万円にコストダウンすることが期待されるからである。

レーザー加速器のニーズは広大である。

## 文 献

- 1) T. Tajima and J. M. Dawson: "Laser electron accelerator," Phys. Rev. Lett., **43** (1979) 267-270.
- 2) Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe and S. Nakai: "Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons," Phys. Rev. Lett., **68** (1992) 48-51.
- 3) V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G.

- Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton and A. E. Dangor: "Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse," *Science*, **298** (2002) 1596-1600.
- 4) Y. Kitagawa, Y. Sentoku, S. Akamatsu, W. Sakamoto, R. Kodama, K. A. Tanaka, K. Azumi, T. Norimatsu, T. Matsuoka, H. Fujita and H. Yoshida: "Electron acceleration in an ultra-intense laser illuminated capillary," *Phys. Rev. Lett.*, **92**, No. 20 (2004) 205002-1-4.
  - 5) W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, Cs. Tóth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder and S. M. Hooker: "GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator," *Nature Phys.*, **2** (2006) 696-699.
  - 6) H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jäckel, S. Pfotenhauer, H. Schwoerer, E. Rohwer, J. G. Gallacher, E. Brunetti, R. P. Shanks, S. M. Wiggins and D. A. Jaroszynski: "A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator," *Nature Phys.*, **4** (2008) 130-133.
  - 7) I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F.-J. Decker, M. J. Hogan, C. Huang, R. Ischebeck, R. Iverson, C. Joshi, T. Katsouleas, N. Kirby, W. Lu, K. A. Marsh, W. B. Mori, P. Muggli, E. Oz, R. H. Siemann, D. Walz and M. Zhou: "Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator," *Nature*, **445** (2007) 741-744.
  - 8) 北川米喜: "レーザー加速の現状と展望", *プラズマ・核融合学会誌*, **79** (2003) 985-999.
  - 9) 牧野孝宏, 北川米喜, 前島慎一郎: "レーザー生成イオンビームの育種利用の可能性", *放射線と産業*, **116** (2007) 30-37.
  - 10) 北川米喜, 三浦永祐, 根本孝七, 上坂 充, 山崎 淳, 坂本文人: "特集「レーザー生成放射線を使って産業を興す!」", *放射線と産業*, **116** (2007) 4-48.
  - 11) C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams and C. Joshi: "Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves," *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 37-40.
  - 12) J. R. Marques, J. P. Geindre, F. Amiranoff, P. Audebert, J. C. Gauthier, A. Antonetti and G. Grillon: "Temporal and spatial measurements of the electron density perturbation produced in the wake of an ultrashort laser pulse," *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 3566-3569.
  - 13) C. W. Siders, S. P. Le Blanc, D. Fisher, T. Tajima and M. C. Downer: "Laser wakefield excitation and measurement by femtosecond longitudinal interferometry," *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 3570-3573.
  - 14) E. Takahashi, H. Honda, E. Miura, N. Yugami, Y. Nishida, K. Katsura and K. Kondo: "Observation of spatial asymmetry of THz oscillating electron plasma wave in a laser wakefield," *Phys. Rev. E*, **62** (2000) 7247-7250.
  - 15) N. H. Matlis, S. Reed, S. S. Bulanov, V. Chvykov, G. Kalintchenko, T. Matsuoka, P. Rousseau, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, S. Kalmykov, G. Shvets and M. C. Downer: "Snapshots of laser wakefields," *Nat. Phys. Lett.*, **2** (2006) 749-753 (Online 22 October 2006).
  - 16) 北川米喜: "「最近のトピックス」 nature physics/ 相対論的プラズマ航跡波をスナップショットで見た!", *日本物理学会誌*, **62** (2007) 657-658.
  - 17) A. Pukhov and J. Meyer-ter-vehn: "Laser wake field acceleration: The highly non-linear broken-wave regime," *Appl. Phys. B*, **74** (2002) 355-361.
  - 18) S. Masuda, E. Miura, K. Koyama, S. Kato, M. Adachi, T. Watanabe, K. Torii and M. Tanimoto: "Energy scaling of monoenergetic electron beams generated by the laser-driven plasma based accelerator," *Phys. Plasmas*, **14** (2007) 023103.
  - 19) W. ハイトラー (沢田克郎訳): "輻射の量子論", V章, 25節 (吉岡書店, 1958) p. 256.
  - 20) 根本孝七: "超短パルスレーザーで高エネルギー陽子線, 重イオン線を出す。現状は?", *放射線と産業*, **116** (2007) 11-16.
  - 21) S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak and A. B. Langdon: "Absorption of ultra-intense laser pulses," *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 1383-1387.
  - 22) Y. Sentoku, V. Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, K. Mima, G. Mourou, Z. M. Sheng and D. Umstadter: "High-energy ion generation in interaction of short laser pulse with high-density plasma," *Appl. Phys. B*, **74** (2002) 207-215.
  - 23) 河野 功: "イオン源", *月刊フィジックス*, **43** (1984) 749-754.
  - 24) Y. Murakami, Y. Kitagawa, Y. Sentoku, M. Mori, R. Kodama, K. A. Tanaka, K. Mima and T. Yamanaka: "Observation of proton rear emission and possible gigagauss scale magnetic fields from ultra-intense laser illuminated plastic target," *Phys. Plasmas*, **8** (2001) 4138-4143.
  - 25) S. Okihara, M. Fujimoto, H. Takahashi, K. Matsukado, S. Ohsuka, S. Aoshima, S. Okazaki, T. Ito and Y. Tsuchiya: "Generation of over 5 MeV carbon ions from a fibrous polytetrafluoroethylene film irradiated with a 2.4 TW, 50 fs tabletop laser," *Appl. Phys. Lett.*, **89** (2006) 121502-1-3.
  - 26) 桑原 一, 森 芳孝: "レーザー放射線源による極短パルス X 線の工業での役割—新しい透視検査技術の可能性—", *放射線と産業*, **116** (2007) 44-48.
  - 27) H. Kuwabara, Y. Mori, Y. Kitagawa: "Coincident Measurement of a weakly backscattered X-ray with a CPA laser-produced X-ray pulse," *Plasma Fusion Res.: Rapid Commun.*, **3** (2008) 003-004.

(2008年7月1日受理)