



## 小特集 大型レーザー装置を用いた科学研究の新展開

### 3. 超高強度レーザーのもたらす可能性

北川 米喜, 野田 章<sup>1)</sup>

光産業創成大学院大学, <sup>1)</sup>京都大学化学研究所

(原稿受付: 2010年 8月 2日)

高出力超短パルスレーザーの進展は目覚ましく, 高速点火核融合用ドライバーとして的高出力レーザーはその頂点に立つ. このレーザーは従来型マイクロ波空洞加速器より3桁高い高強度電磁場を生成し, それは高エネルギー粒子を超短距離のうちに加速する. そのため, このレーザー加速電子イオンを素粒子・原子核等の基礎物理学研究や産業医療に活用しようとのアプローチが世界各国で進行している. フォトカソード, レーザー冷却, 位相回転等従来型RF加速器にレーザー加速を融合し, より高効率化する試みも精力的に取り組まれている. 自由電子レーザー, コンプトン散乱, プラズマ加速という範疇では既存の加速器とのドッキングも成功している. ここでは, 高速点火核融合用ドライバー LFEX を用いた高強度場電子加速実験とそれに続く TeV 加速の可能性について述べる. 大出力イオンビーム開発の現状や LFEX 実験の可能性, その RF 加速器への応用をも解説する.

#### Keywords:

ultra-intense laser, laser acceleration, laser electron acceleration, laser ion acceleration

#### 3.1 超高強度加速器実現の2つの道

TeV をこえ PeV の加速器を実現するには, 従来型 RF 加速器の加速勾配は 10 MV/m 程度なので, 単純に考えてよく漫画にあるように地球一周 4 万 km の加速リングが必要となる. それでもなお, 大統一理論に及ばない. さらに, 電子等軽いレプトン加速器では, 制動輻射損失を防ぐことと, 重心系でエネルギーを倍増させるために, 専ら直線加速器が考えられている. すると地球を飛び出して加速器を作るはめになる. レーザー加速器の加速勾配 10 GeV/m は魅力的である.

加速粒子はレプトンかハドロンかどちらが有利かという問題がある. ハドロンはそれ自体質量エネルギーが大きいので有利ともいえる. クオークの立場から言うとゴミ箱を破壊するようなもので, 何か新規なものが出てくるかもという興味は大いにある. ただ欲しいものを探すのは掃き溜めの鶴ほど稀である. 電子, 陽電子に代表されるレプトンなら, 壊れても光しか出てこないで綺麗なものである. そうなると一長一短いずれも欲しい.

現在のレーザー加速器の技術水準は, 実証段階をやっと抜け出たとどうかというところである. 少し電子加速がイオン加速より先を走っている. 電子は軽く最初から粒子速度  $\approx$  光速で話ができるからである. ハドロン, 即ちイオンは粒子速度がなかなか光速に近づかないので, 相対論領域の話は厄介であるが, RF 加速器と同じエネルギー領域なら問題ない.

さて, 現在のレーザー加速が超高エネルギー加速器のなかで主要な役割を果たすまでには, どのような課題があり, それが乗り越えられるものかどうか, 少し議論しよう.

1. レーザーの低価格化
2. レーザーの電気-光効率向上
3. レーザー発振の繰返し率と冷却
4. レーザー出力の高品質化, 安定性
5. レーザー出口から加速器までの構造のシステム化
6. 多段加速 (ステージング)

端的に 10 TeV 衝突型加速器を想定したとき [1], 上の課題のうち, 一番目の価格はそれほど問題にならない. 現在でこそ, 超高強度レーザーは 1 テラワット 1 億円のレベルであるが, レーザーの巨大装置に限っていえば, システムが巨大化するに従って, レーザー本体よりそれ以降の装置の費用が大きくなり, レーザーの価格は問題でなくなる. 2 番目の効率は大きい. 10 TeV 装置でこの効率が 10% でも 1 GW の電力がいる. 発電所が複数個必要とされる. 3 番目, 効率に目をつむって繰返しを上げれば衝突イベントは稼げるとの考えもあるが, 効率には, 実はその残りの 90% の電力分の冷却をどうするかという問題があり, 繰返しには冷却の問題が大きく立ちはだかる. レーザーの発振構造から考え直す革新技術が必要である. 4 番目の出力安定化は自ずと向上していくものであろう. 5 番目のシステム化は加速器を実験装置ととらえる限り, そして, 需要をこれのみとするなら, それほど汎用性を要求しないので課題は少なからう. 最後の多段加速 (ステージング) は, 超高エネルギー加速器がレーザーで実現できるかどうかの一番の鍵である. 入射ビームが電子なら, 速度は光速で一定なので, ビームと航跡場の位相整合はそれほど困難でなからう. 現在, その実証が, 早急なレーザー加速

3. Feasibility of the Next Generation Ultra-Intense Laser Experiments

KITAGAWA Yoneyoshi and NODA Akira

authors' e-mail: kitagawa@gpi.ac.jp, noda@kyticr.kuicr.kyoto-u.ac.jp

器専門家の責務である。

ここに上げた課題は、最後を除いてそのままレーザー核融合炉の課題なのである。超高エネルギー加速器を実現するにはレーザーでなければならないという論理はそのまま、人類の最終エネルギー源はレーザーでなければならないという論理に重なる。言い換えると、レーザー核融合炉が実現した暁には、レーザー加速器も実現しているであろう。

一方、超高エネルギー加速器から超を除いた高エネルギー加速器というものは現在、広く人類の生活に浸透している。加速器の中で 100 MeV 以下のところは、広く産業界、医療の世界で需要があり、使われている(図1)。そこでこそ、レーザーの持つ小型、コンパクト性、柔軟性、放射線被曝性などの特徴が際立って需要が予想される。実際はまだまだその需要に応えられるものが少ない。その課題はこれこそ上の課題すべてに掛かっている。産業応用には、価格が大きな課題であり、光源は500万円以下でないと需要が生まれない。需要があって供給がありその結果、製品の価格が下がり、装置の需要に見合った高品質化が進んでいくのが経済原則である。昨今いたずらに、公的機関の補助に頼るべきではない。補助金等で後押ししても最終的に健全な体質が構築されるとはかぎらない。

もう一つは5番目のシステム化である。製造現場、医療現場でのレーザー導入には、研究者自らがシステムを構築していくような状況は望むべくもない。光源をシステム化する媒体が必須である。これらの需要を呼び込んでレーザー産業の基盤の強化をしていくことが結局は、超高エネルギー加速器の建設を可能にする。

レーザー自体が産業界で大きな基盤技術の領域を占めている訳ではない。ましてや放射線が産業に必須としても、そのなかでレーザーが大きな領域を占めているわけではない。地道にレーザーでなければできないところをこなしていくことが大切であろう。今はまだそれを手探りしているところである。一つは、レーザーの特徴を生かして移動型遠隔 X 線探査装置の試み[2]とか、食品改良[3]、後節で述べるレーザーでなければならないガン治療など、実証段階から早く抜け出して実用化することが必須である。

世界的にも、レーザー加速の領域から徐々に外部に広がる

り始めている。英国ラザフォード研究所での自由電子レーザー化への試み[4]、マックスプランク研究所でのコンプトン散乱の試み[5]、リチウムガスプラズマチューブ内で線形加速器の 42 GeV 電子がプラズマ航跡場を生成し自身を 85 GeV まで加速したという、プラズマと加速器を結びつけ領域融合の成果などである[6]。

かくして、超高エネルギー加速器実現を目標とするレーザー加速器の戦略は、複線路線をとらねばならない。一つは、現在作りうる最高強度のペタワットレーザーを使ってできるだけ物理現象を解明し、その外挿として、超高エネルギー加速器の概念設計を固めることである。大阪大学レーザーエネルギー学研究センターで間もなく完成する LFEX レーザーがその検証の最適装置である。TeV 電子を LFEX レーザーで得ることを考える。利得 Gain はいま加速電子のエネルギーのことで  $G=1 \text{ TeV}$  とする。航跡場による電子の利得  $G$  は、

$$G = \frac{2m_e c^2 \gamma_\phi^2 a_0^2}{(1+a_0^2/2)^{1/2}} \tag{1}$$

と与えられる[7]。ここで、 $a_0$  は、電場を無次元化したもので、 $eA_1/m_e c = eE_1/m_e \omega_0 c = 100$  である。電子の揺動速度と光速の比でもある LFEX の集光強度に  $I=1.4 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$  が望めるならば、プラズマ密度  $n_p = 10^{17} / \text{cm}^3$  で加速長  $L_a \approx$  加速限界長 = 30 cm となる。詳細は後の節で述べるが、レーザー強度が  $10^{22} \text{ W/cm}^2$  を超えれば、プラズマ密度  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  において、一段加速で TeV を狙うことも夢ではない。勿論プラズマチャンネルを構築する必要はある。この強度領域でどんな物理現象が新たに起こるかは予測外である。

イオンビームは、電子線、X 線に比して局所的な領域に大きなエネルギーを付与する。生物効果が大きく、効率的な突然変異育種技術として、産業利用されている[8]。イオンビームをレーザー加速により生成させ、大型の加速器に替わる超小型イオンビーム照射装置として、育種への利用に向けた期待がある。育種への仕様を表1にあげる。

再び LFEX でのイオン加速を考える。イオンの利得 Gain は、現在得られている比例則では[9, 10]、レーザーの光圧ポンドロモティブ力で

$$G = (1+a_0^2/2)^{1/2} m_e c^2 \tag{2}$$

と与えられる。同じく  $a_0 = 100$  である。したがって単純にこの強度まで外挿できるならば、 $G_{\text{ain}} = 3.6 \text{ GeV}$  が得られる。

表1 種子照射に必要なイオンビーム仕様。1 Gy は 1 J/kg 吸収に対応する。

ターゲット	H, CH, C, Al, Cu, Au	
レーザー	1 J / 3~10 TW	繰返し 10 Hz
エネルギー	~10 MeV/H <sup>+</sup>	
	60 MeV/C <sup>5+</sup>	電流値 100 nA
電荷量	10 nQ / ショット	
照射強度	2 Gy / 分	
照射面積	3~4 cm <sup>2</sup>	

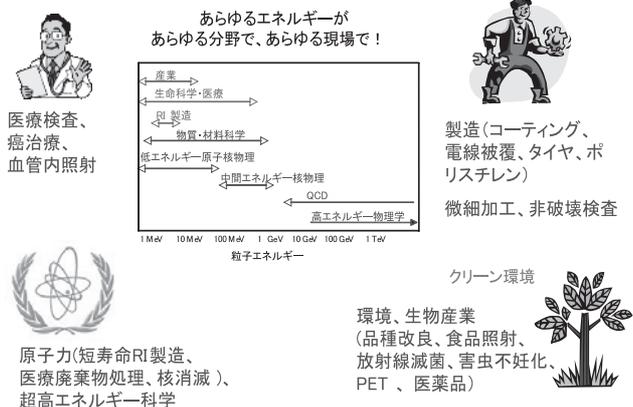


図1 高エネルギー粒子はどこに使われているか。

利得が電子加速と違うのは、イオンは遅くて波に乗らないので波乗り効果（相対論効果）が期待できないことである。それは

$$\gamma_\phi = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\phi}{c}\right)^2}} \quad (3)$$

というプラズマ波の位相速度  $v_\phi$  と粒子の速度  $\approx c$  との比の関数で一種のローレンツファクターである。それが1で、電子の100に対してはるかに低いことに起因する。式(1)と式(2)の比をとれば、 $4\gamma_\phi^2$ だから、明らかに電子加速は波乗り効果が効いて有利である。しかもプラズマ波の相対論効果と電子自身の相対論効果が相乗して2乗になっている。

複線戦略のもう一つは現状のエネルギーレベルに近い所での産業への需要を引き出すことである。これで産業界でのレーザー装置の低価格化、品質向上、システム化が進むことが最終目標への必須要項である。次節以降、その戦略の上に立って高エネルギーレーザーを用いた電子加速、イオン加速の成果および計画を述べる。

### 3.2 大型レーザーによる電子加速実験

レーザー電子加速による電子の超高エネルギー加速には、ペタワット級のレーザー利用と、加速距離の長尺化及びプラズマ波への電子入射が求められる。ここでは、激光ペタワットレーザー[11]で実施した加速距離の長尺化の実験について紹介する[12]。長尺化のために、コーン付きガラスキャピラリーと激光XII号爆縮用レーザーを用いるプラズマキャピラリーを試みた。最後に、LFEXレーザーによるTeV加速へ向けたスケリングを紹介する。

#### 3.2.1 コーン付きガラスキャピラリー

ガラスキャピラリーターゲットは、図2に示した先端にコーンがついたコーンキャピラリー[13]と、コーンのないキャピラリーを照射した[14]。キャピラリーは外径190  $\mu\text{m}$ 、内径150  $\mu\text{m}$  で長さ2 cmのガラス製である。

ターゲットの形状を変えて、電子エネルギースペクトルの比較をおこなったものが図3である。コーンキャピラリーでは、レーザー照射容器に窒素封入した場合としない場合の2つの結果を示している。窒素封入したキャピラ

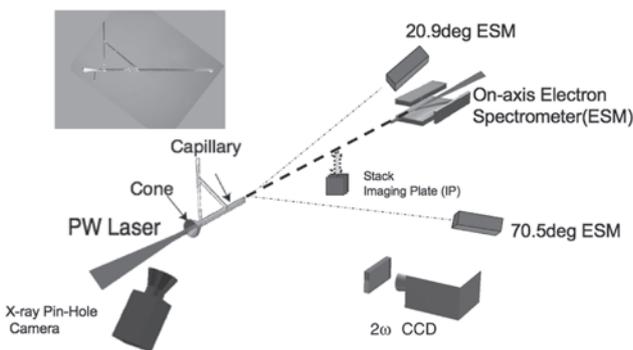


図2 キャピラリー電子加速の実験セットアップ。左上の写真は、実験に用いたコーンキャピラリーターゲット。

リーでは、電子は検出限界以下であった。コーンのみでは、最大加速エネルギーは10 MeVどまりであるものが、キャピラリーを付けることで、窒素封入をした時、30 MeVまで電子が加速されていた、一方、ガスを封入しないときは、キャピラリーによる電子の追加速は確認できない。10 MeVどまりである。これらの結果より、10 MeV以下の電子は、主にコーンから発生したものであると言える。高速電子は、コーンとレーザーの相互作用で発生し、キャピラリー内を伝搬するレーザーによって励起されるプラズマ波によって追加速されていると思われる。

2次元シミュレーションにより、コーン内壁から発生した高速電子が、キャピラリー内に励起されたプラズマ波によって捕捉され追加速されることを解明した。この手法により、キャピラリー加速において自己電子入射が困難な、低密度プラズマにおいても電子を加速場にのせることが可能であることが示された。コーン内壁からの電子入射は、従来適用されている波破碎[15]もしくは光入射[16, 17]によるものと異なる手法であり、新たなプラズマ波への電子入射方法として期待される。

#### 3.2.2 プラズマキャピティ

次に、高エネルギー化をめざした研究として、ナノ秒レーザーによりプラズマキャピラリーを形成し電子加速を試みた実験結果について紹介する[18]。プラズマキャピラリーは、外径700  $\mu\text{m}$ 、肉厚14  $\mu\text{m}$ 、長さ3 mmのプラスチック円筒チューブへ激光XII号爆縮レーザーを照射することで形成する。実験セットアップを図4に示す。プラズマキャピラリーは、アブレーションの過程において、外側のプラズマ密度が高く、中心部のプラズマ密度が低い状態を維持しており、レーザーガイディングに適したプラズマ密度分布を実現している。ペタワットレーザーのエネルギーは140 J、パルス幅700 fsで出力200 TWである。ピーク強度は、 $4.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ であった。

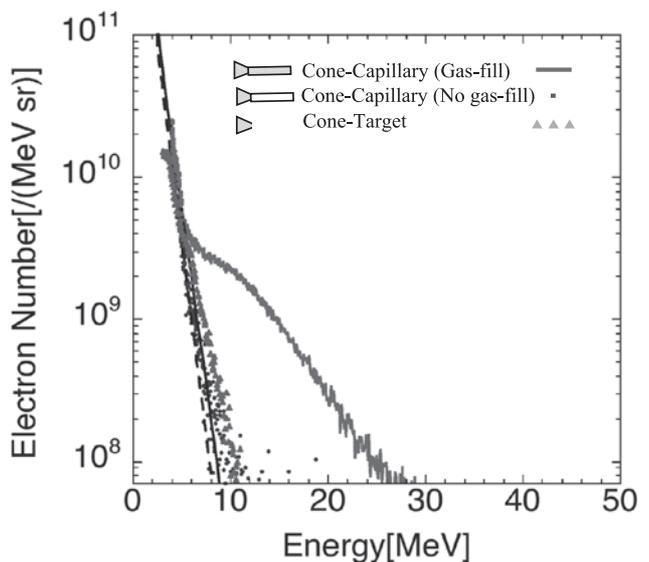


図3 電子エネルギースペクトルの図。コーンキャピラリーに於けるガス封入の効果およびコーンの効果を比較したもの。実線と点線は、マクスウェル分布を仮定したときのフィッティング曲線。

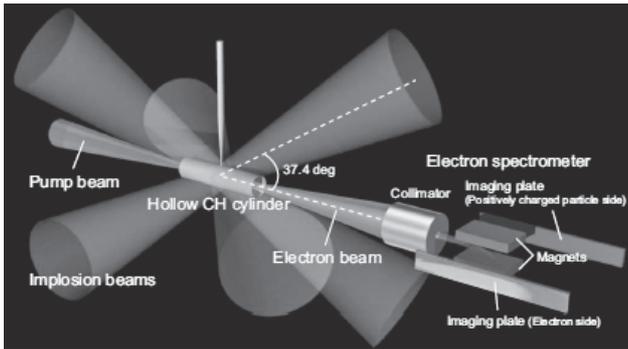


図4 プラズマキャピラリー電子加速実験セットアップ.

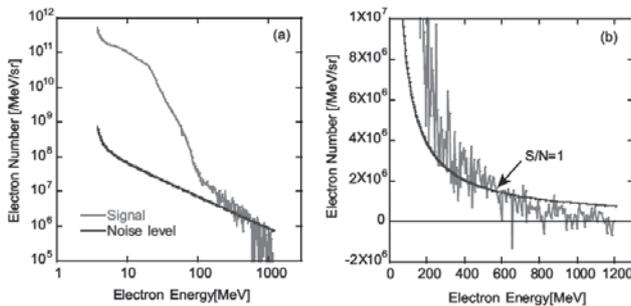


図5 プラズマ電子密度  $9.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  のときの電子エネルギースペクトル(a)全体 (対数表示) と (b)最大エネルギー (線形表示).

図5は、プラズマキャピラリー生成用の爆縮レーザーエネルギー  $E_{\text{imp}}$  が1.9 kJのときの、電子スペクトルである。プラズマキャピラリーの中心密度は、 $9.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  である。(a)はスペクトル全体を、(b)は最大エネルギー付近を拡大したものである。この図においてS/N比が1となるところまでが信号とすると、600 MeVに及ぶエネルギーを持つ電子を観測した。一方、レーザー航跡場加速の数値計算で得られた最大エネルギーは実験値に比べ小さく、最大200 MeVであった。実際にはレーザー航跡場加速とは別の加速機構で加速されたと考えられる。その候補の一つとしてレーザーの電場による統計加速が挙げられる[19]。これは高出力の超高強度レーザーをプラズマに集光することでフィラメント化が起り、フィラメント中の電場で加速された電子がレーザーの電場による振動によって別のフィラメントに移動し、その中の電場の加速位相に乗り効果的に加速され続け高エネルギーの電子が発生するのである。

ナノ秒レーザーで生成されるプラズマキャピラリーを用いて、GeV級の高エネルギーの電子加速が実証された。これは、ペタワットレーザーとナノ秒レーザーの同時照射が可能なレーザー装置を用いて超高エネルギー加速を実現する新たな手法として位置付けることができる。ターゲット形状、ナノ秒レーザー照射配置などを最適化すれば、更なる高エネルギー化も可能であろう。

### 3.2.3 LFEXでのTeV電子加速へのスケールアップ

レーザー電子加速による電子の高エネルギー化には、2つの道がある。現状のレーザー強度で多段加速に挑む方向と、レーザー強度を飛躍的に向上させ、著しい非線形効果

により、一段加速をめざす方向である。前者は、ステージング加速と呼ばれ、使える加速器を作る流れである。長さcm級のキャピラリーを用いたキャピラリー加速の実証[20-22]を受け、検討が開始されている[23]。後者は、プラズマ加速のブレイクスルーをめざすものであり、パルスエネルギーが稼げる大型レーザーが得意とする。例えば、レーザー強度が、 $10^{22} \text{ W/cm}^2$ を超えれば、プラズマ密度  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ において、一段加速でTeVを狙うことも夢ではない。図6にスケールアップを示す[24]。加速長1m以上を実現できるプラズマキャピラリーの開発が求められる。これまで、電子加速の高エネルギー化には、単発動作の大型レーザーがマイルストーンの役割を果たしてきており、今後の大型レーザー開発に期待したい。

### 3.3 大型レーザーによるイオン加速の可能性

大阪大学レーザーエネルギー学研究所の共同利用化に伴い、大強度短パルスレーザーによる高効率のイオンビーム加速とそれががん治療等への医学利用に関して、レーザーセンターの大強度レーザーを用いて生成エネルギーの上限を実験的に探る可能性を模索してきた。ここでは、「先進小型加速器のための要素技術の開発」事業により日本原子力研究機構・関西光科学研究所の短パルス高強度レーザーJLITE-X及びJ-KARENを用いて進めてきたアプローチをベースにレーザーセンターの大強度レーザーを用いた更なるアプローチの可能性について検討したい。

大強度レーザーの作り出す超高強度場を用いた高加速勾配に関しては、今世紀の初頭に既に米国ローレンスリバモア研究所のペタワットレーザー、ラザフォードアップルトン研究所のVULCAN等のレーザー核融合用のシングルショットレーザーを用いて、陽子で60 MeV、鉛等の重イオンで430 MeVまでの加速を実現している[25, 26, 27]。これらは1パルスあたりのレーザーエネルギーは500 J程度と極めて大きく、繰り返し運転は不可能でシングルショットの運転に制約され実際の応用に供するには難点があるが、発生している物理過程の究明という観点からきわめて興味深いデータといえる。これらの過程ではターゲット前面でレーザーから生成されたホットエレクトロンがターゲット中を伝わり、裏面にシースを形成し、2温度電子状態を伴った準安定状態の形成につながり、高温の電子ビームにイオンビームが引っ張られて加速が行われると考えら

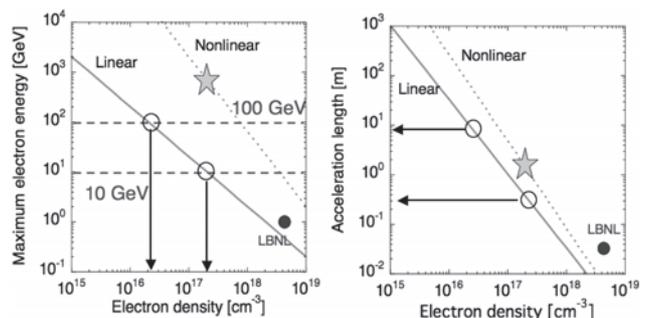


図6 TeV加速へ向けたスケールアップ.

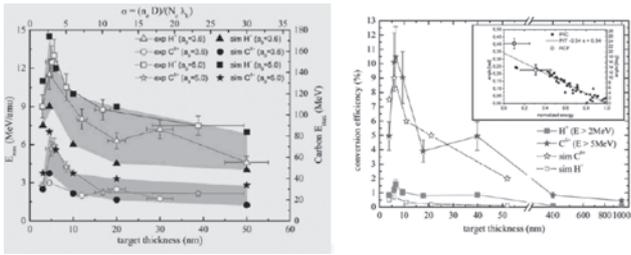


図7 生成イオンエネルギー（核子あたり）(a)およびレーザーエネルギーの変換効率(b)のターゲットの厚さ依存性（文献[28]より転載）。

れている。その際加速イオンの生成はターゲットの裏面に垂直方向を中心に行われ、Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) と呼ばれている。従来これらの実験ではターゲットとして数〜数十ミクロンの固体標的が用いられてきており、レーザーのメインパルスとプリパルスのコントラスト比は $10^6 \sim 10^7$ が通常であった。最近100 nmレンジの超薄膜ダイヤモンド状結晶にダブルプラズマレンズで直線偏光を集束して照射する実験が進められ、陽子13 MeV、炭素71 MeV までの加速が報告されており、レーザーエネルギーの変換効率は陽子および炭素で夫々1.6%と10%に達している。加速イオンの最高エネルギーおよびレーザーエネルギーの変換効率はターゲットの厚さが5.6 nmの場合に最大となることが報告されている（図7参照）。これらの実験ではパルスあたりのエネルギー1.2 J、パルス幅45 fs (FWHM) の波長810 nmのTi:sapphireレーザーが用いられており[28]、従来パルスあたりのレーザーエネルギーが30〜50 Jとシングルショット運転の核融合用Nd:glassレーザーでのみ達成可能であったエネルギー領域に迫るイオン生成を、こうした短パルスレーザーで達成した点で注目している。こうした実験ではダブルプラズマレンズを用いた集束乃至はDubietis等により提唱されたOPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) と称される手法[29]を最近高度に最適化し、上記のコントラスト比を $10^{12}$ にまで高めることができてきていることが、数nmと極めて薄い薄膜がプリパルスに依る損傷なしにメインパルスと相互作用可能となる条件の形成の上で本質的に重要な役割を果たしている。

3.3.1 レーザーイオン加速とその医学応用（先進小型加速器のための要素技術の開発でのアプローチ）

Chirped Pulse Amplificationに基づく近年の短パルス大強度レーザーの発展は、1979年に田島とDaswsonにより提唱されたレーザープラズマ相互作用による高効率加速を現実のものとした。このスキームは100 GeV/mを超える加速効率が期待されるが、当初は、生成イオンのエネルギー分布はマックスウェル分布でエネルギーの増大につれて強度は指数関数的に減少しており、実用化の上で大きな制約となっていた。こうした困難の克服のため、我々はパルスレーザーと位相同期した高周波電場による位相回転の手法を提唱した[30]。図8にその基本概念を示す。短パルスレーザーにより生成されるイオンはレーザーのパルス幅(<50 fs)の短時間内に生成される。レーザーの種パルスの

周波数(〜80 MHz)の高周波の電場をレーザーにより照射される標的から一定の距離だけ下流に設置して待ち受けるとレーザーにより生成されたイオンはそのエネルギーの違いにより高周波の電場に到達する時間に差が生ずる。ここでレーザーのパルス幅は高周波電場の周期(〜12.5 ns)に比して充分短いので、レーザーにより生成されたイオンは同時に生成されると考えることができる。上述の到達時間の差に起因する高周波電場の位相差を利用して、早く到達する比較的高エネルギーのイオンを減速し、遅く到達する低エネルギーのイオンを加速して、図8に示したようにエネルギーピークの生成を図るのが位相回転の手法である。

このプロジェクトでは、レーザー加速の当時の現状に鑑み、レーザープラズマ相互作用で加速されたイオンを直接がん治療に使用するのではなく、後段のパルスシンクロトロンの入射ビームとして使用することにより図9に示すように既存の重イオンがん治療装置HIMACに比して一桁程度サイズの小さながん治療施設の実現をめざした。日本原子力研究開発機構・関西光科学研究所の短パルスレーザーJLITE-XおよびJ-KARENを用いた我々の研究では、コントラスト比等のレーザー照射条件やターゲットの最適化を遂行し[31-34]、図10に示したようなλ/4波長共振器を用いた位相回転により、当初入射エネルギーとして設定した2 MeVまでのエネルギーピークの生成が可能であることを実証した(図11参照[35])。このJ-KARENレーザーを用いた10 Hz程度の繰り返しで達成可能な陽子エネルギーは現在では14 MeVに到達している[39]。

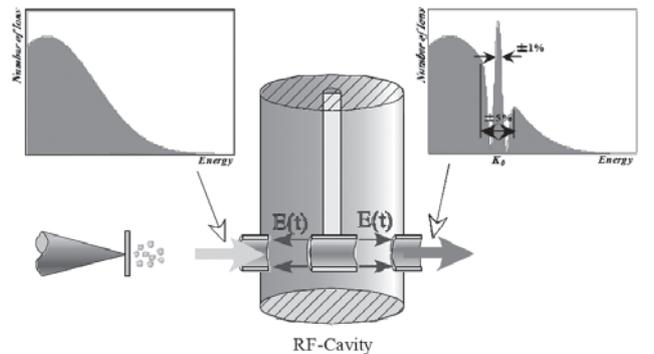


図8 位相回転の概念図。

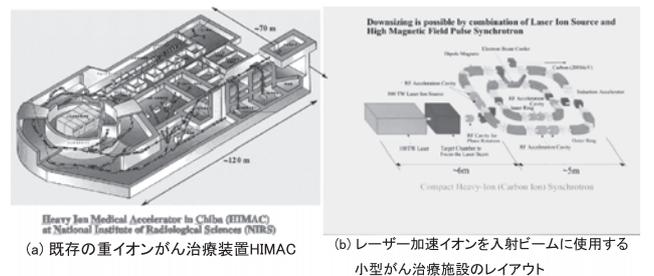


図9 先進小型加速器の開発事業でめざしたがん治療用加速器施設の小型化の概要(a)放医研の既存施設HIMAC、(b)先進小型でめざした小型化がん治療施設（レーザー加速イオンを入射ビームとして活用）。

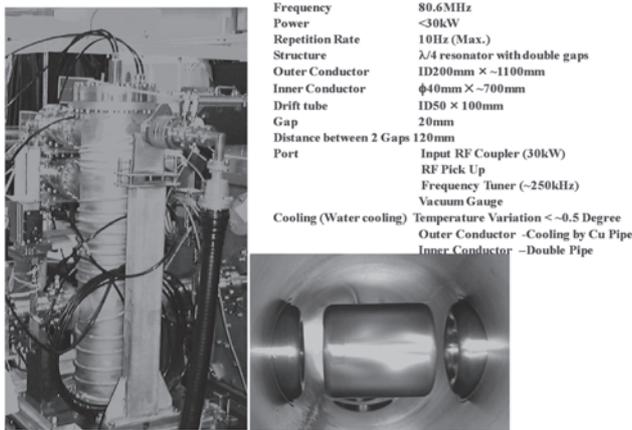


図10 位相回転用  $\lambda/4$  波長高周波加速空胴 (共振周波数~80 MHz).

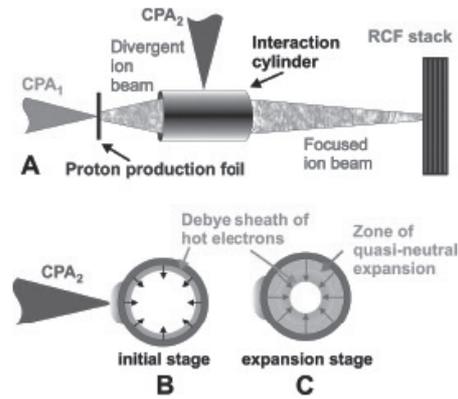


図12 分岐したレーザーによる単発的集束力によりレーザー生成陽子ビームをエネルギー選択的に集束し、準単色エネルギーピークを生成するスキーム (文献[37]より転載).

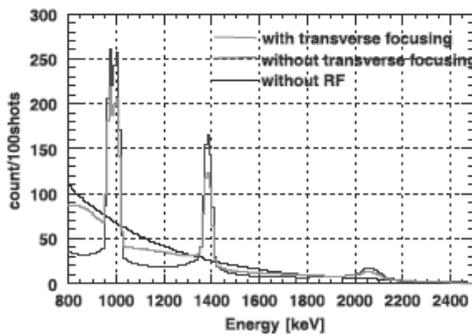


図11 位相回転によりレーザー生成イオンに生成されたエネルギーピーク[35].

### 3.3.2 レーザープラズマ加速イオンの準単色ビーム生成とエネルギー増大の状況

エネルギーの増大と共に指数関数的に強度が減少するというレーザー生成イオンのエネルギー分布は実用化の上で、大きな制約となっていることは前に述べたが、近年準単色のエネルギーピークを形成する試みが電子ビーム生成と同様に行われてきた。そのひとつの試みはレーザーの一部を分岐し、この分岐したレーザーを陽子生成ターゲットの下流に設置した円筒状のシリンドラに照射することによって生成されるパルスの軸方向電場により集束することにより、特定のエネルギーの陽子を集束して準単色ビームを生成するものであり (図12参照)、パルス幅350fs、ピークパワー 100 TW のレーザーにより、6 MeV 近辺に準単色エネルギーピークを形成している[37]。一方ターゲットに 20  $\mu$ m 四方の微細な構造の突起を生成しその中心に、80 fs 幅、10 TW の Ti:sapphire レーザーを照射することにより 1.2 MeV 近辺に陽子の準単色エネルギーピークを生成することも行われている (図13参照) [38]。

こうした準単色イオンビーム生成の探求と並行して、生成イオンビームの最高エネルギーの増大をめざす動きも活発に進められている。Diamond Like Carbon (DCL) foil を用いた短パルスレーザーによるイオン加速で理論的には 600 MeV を凌駕する C<sup>6+</sup> イオンの加速が予言されており [39]、実験的には 30 nm の DLC への  $\sim 7 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> のコントラスト比の大きなレーザーの照射で C<sup>6+</sup> の 185 MeV

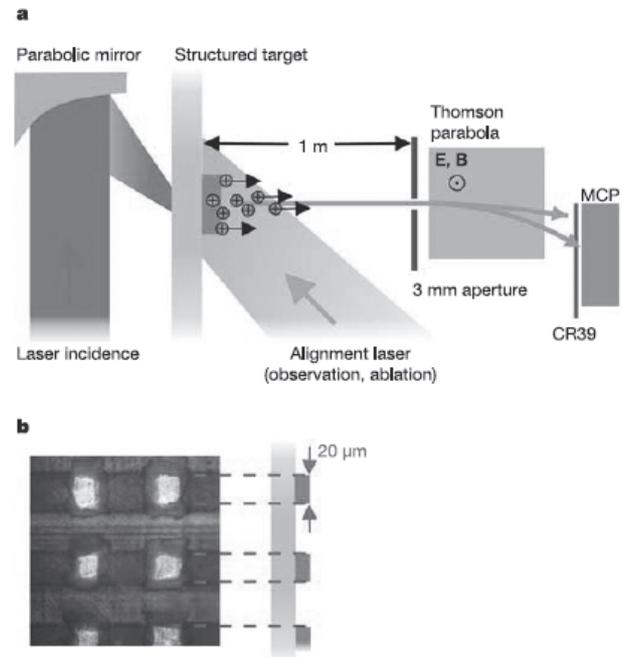


図13 レーザー生成陽子ビームに準単色エネルギーピークを形成するためのターゲットの微細構造 (文献[38]より転載).

までの加速が実現されている [40]。

### 3.3.3 阪大の大強度レーザー LFXE での実験に向けて

実際の応用に向けてのレーザーイオン加速に関しては、(1)達成可能最高エネルギーの上限の追求および(2)準単色エネルギーピークの形成の2つが大きな研究開発課題であると考えられる。後者のモノエネルギーピークの形成は、レーザー照射によるイオン生成と同期した集束法の活用やターゲットへの微細構造導入が求められており、これらは高繰り返し回数のレーザーを用い、従来のRF加速器に付随した同期技術等の導入により開発が進むものと考えられる。一方の最高エネルギーの増大に関しては2000年にレーザー核融合用のシングルショットレーザーで達成された陽子 60 MeV の記録がいまだに更新されるに至っていない。上述の DLC を用いたハイコントラスト比の理論の予言が実現したとしても、C<sup>6+</sup> の 600 MeV (50 MeV/u) では直接深部のがん治療に適用できるエネルギーには到達できない。こうした状

況に鑑み、パルスあたりエネルギーの強烈な阪大レーザーセンターのシングルショットレーザーLFEXを用いたレーザー生成イオンビームのエネルギーの上限の探索とそれを規定する物理プロセスの解明をオールジャパンでそれぞれの有する観測手法を持ち寄り推進することを提案したい。我々は既述の原子力機構・関西研のJLITE-X, J-KARENレーザーを用いた実験により生成イオンの飛行時間(Time of Flight: TOF)を検出し、そのエネルギーを知る手法を確立し[41, 42], 特許出願済みである。こうした手法を他のグループの手法と結合して、レーザーによるイオン生成のメカニズムの心臓部に肉薄したいと考えている。

### 3.4 まとめ

高出力超短パルスレーザーの進展は目覚ましく、高速点火核融合用ドライバーとしての高出力レーザーはその頂上に立つ。このレーザーは従来型マイクロ波空洞加速器の3桁高い高強度電磁場を生成するため、レーザー加速の電子およびイオンビームを素粒子・原子核等の基礎物理学や広く産業医療に活用するアプローチが世界各国で進行している。フォトカソード、レーザー冷却、位相回転等従来型RF加速器にレーザー加速を融合し、より高効率化する試みも精力的に取り組みされている。自由電子レーザー、コンプトン散乱、プラズマ加速という範疇では既存の加速器とのドッキングも成功している。

超高エネルギー加速器実現を目標とするレーザー加速器の戦略は、複線路線をとらねばならない。一つは、現在作りうる最高強度のペタワットレーザーを使ってできるだけ物理現象を解明し、その外挿として、超高エネルギー加速器の概念設計を固めることである。阪大で間もなく完成するLFEXレーザーがその検証の最適装置である。複線戦略のもう一つは現状のエネルギーレベルに近いところでの産業への需要を引き出すことである。これで産業界でのレーザー装置の低価格化、品質向上、システム化が進むことが最終目標への必須要項である。ここでは、高速点火核融合用ドライバーを用いた高強度場電子加速実験とそれに続くTeV加速の可能性、および大出力イオンビーム開発の現状やそのRF加速器への応用と計画を、その戦略の上に立つて述べた。

### 謝辞

本章で紹介した研究の一部は、大阪大学レーザーエネルギー学共同研究で実施された。大阪大学レーザーエネルギー学共同研究センターのターゲットグループおよびレーザーグループの皆様のご協力に感謝する。又、一部は、平成13年から平成17年までの放射線医学総合研究所

「先進小型加速器のための要素技術の開発」事業によるものである。京大化研および日本原子力研究開発機構・関西光科学研究所の共同研究者の方々にも深く感謝したい。

### 参考文献

- [1] K. Yokoya: 私信, レーザーとプラズマ加速器研究会, KEK, July 1 (2010).
- [2] H. Kuwabara *et al.*, Plasma Fusion Res. 3, 003 (2008).
- [3] S. Ootsuka *et al.*, Rev. Laser Eng. 38, 386 (2010).
- [4] H.-P. Schlenvoigt *et al.*, Nature Phys. 4, 130 (2008).
- [5] H. Schwoerer *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 014802 (2006).
- [6] C. Joshi *et al.*, Nature 445, 741 (2007), ICFA08 Workshop, SLAC Oct. 30 (2008).
- [7] 北川米喜: プラズマ・核融合学会誌 79, 985 (2003).
- [8] 牧野孝宏, 北川米喜, 前島慎一郎: 放射線と産業 116, 30 (2007).
- [9] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69, 1383 (1992).
- [10] Y. Sentoku *et al.*, Appl. Phys. B, 74, 207 (2002).
- [11] Y. Kitagawa *et al.*, IEEE J. Quantum Electronics 40, 281 (2004).
- [12] 森 芳孝: プラズマ・核融合学会誌 86, 151 (2010).
- [13] Y. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 205002 (2004).
- [14] Y. Mori *et al.*, Phys. Plasmas 16, 123103 (2009).
- [15] A. Zhidkov *et al.*, Phys. Rev. E 69, 035401(R) (2004).
- [16] H. Kotaki *et al.*, Phys. Plasmas 11, 3296 (2004).
- [17] J. Faure *et al.*, Nature 444, 737 (2006).
- [18] N. Nakanii *et al.*, Appl. Phys. Lett. 93, 081501 (2008).
- [19] T. Nakamura *et al.*, Phys. Plasmas 9, 1801 (2002).
- [20] W. P. Leemans *et al.*, Nature Phys. 2, 696 (2006).
- [21] K. Nakamura *et al.*, Phys. Plasmas 14, 056708 (2007).
- [22] Y. Kameshima *et al.*, Appl. Phys. Express 1, 066001 (2008).
- [23] W. Leemans and E. Esarey, Physics Today 62, 44 (2009).
- [24] E. Miura, *private communication*.
- [25] E.L. Clark *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 670 (2000).
- [26] E.L. Clark *et al.*, Phys. Rev. Lett. 85, 1654 (2000).
- [27] R.A. Snavely *et al.*, Phys. Rev. Lett. 85, 2945 (2000).
- [28] S. Steinke *et al.*, Laser Particle Beams 28, 215 (2010).
- [29] A. Dubietis *et al.*, Optics Commun. 88, 437 (1992).
- [30] A. Noda *et al.*, Laser Phys. 16, 647 (2006).
- [31] H. Kiriyama *et al.*, Opt. Lett. 33, 645 (2008).
- [32] H. Kiriyama *et al.*, Opt. Commun. 282, 625 (2009).
- [33] K. Matsukado *et al.*, Phys. Rev. Lett. 91, 215001 (2003).
- [34] M. Nishiuchi *et al.*, Phys. Plasmas 15, 053104 (2008).
- [35] A. Wakita *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A599, 15 (2009).
- [36] M. Nishiuchi, *private communication*.
- [37] T. Toncian *et al.*, Science, 312, 410 (2006).
- [38] H. Schwoerer *et al.*, Nature, 439, 445 (2006).
- [39] X.Q. Yan *et al.*, Appl. Phys. B98, 711 (2010).
- [40] A. Henig *et al.*, Phys. Rev. Lett. 103, 045002 (2009).
- [41] S. Nakamura *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 45, L913 (2006).
- [42] A. Yogo *et al.*, Phys. Plasmas, 14, 043104 (2007).